



Recherche d'une nouvelle résonance Z' dans le canal diélectron avec le détecteur ATLAS.

Julien Morel

► To cite this version:

Julien Morel. Recherche d'une nouvelle résonance Z' dans le canal diélectron avec le détecteur ATLAS.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2008. Français. NNT: . tel-00374465

HAL Id: tel-00374465

<https://theses.hal.science/tel-00374465>

Submitted on 8 Apr 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Joseph Fourier - Grenoble 1
École Doctorale de Physique

THÈSE de DOCTORAT

spécialité

Physique des Particules

présentée par

Julien MOREL

pour obtenir le titre de

DOCTEUR ES SCIENCES

Recherche d'une nouvelle résonance Z' dans le canal diélectron avec le détecteur ATLAS

JURY

Georges AZUELOS	Université de Montréal	Rapporteur
Henri BACHACOU	CEA - Saclay	Examineur
Daniel BLOCH	IPHC - Strasbourg	Rapporteur
Fabienne LEDROIT	LPSC - Grenoble	Directrice de thèse
Jean ORLOFF	LPC - Clermont-Fernand	Examineur
Gérard SAJOT	LPSC - Grenoble, Université Grenoble 1	Président du jury

Thèse préparée au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble
soutenue le 7 Novembre 2008

*Pour les poètes que tu glisses
Au chevet des adolescents
Quand poussent dans l'ombre complice
Les fleurs du mal de dix-sept ans
Thank you Satan.*

Léo Ferré, *"Thank you Satan"*.

Remerciements

Les remerciements conventionnels semblent avoir une architecture bien définie et ceux-ci n'échapperont pas à la règle. L'usage me fait donc remercier en premier lieu messieurs Johann Collot et Serge Kox, qui ont assuré la direction du Laboratoire de physique subatomique et de cosmologie de Grenoble, lequel m'a accueilli durant les trois années de thèse. La coutume omet parfois le personnel non physicien qui contribue pourtant au bon fonctionnement de la recherche ; il me semble important de l'en remercier, c'est chose faite.

Plus directement impliqué dans mon travail de thèse, je souhaiterais remercier l'ensemble du groupe ATLAS du LPSC. Merci plus particulièrement à Benoît Clément, Sabine Crépe, Arnaud Lucotte et une fois encore à Johann Collot, pour nos discussions fréquentes et leurs conseils nombreux. Merci surtout à Fabienne Ledroit pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse, pour l'avoir encadrée du début à la fin et pour m'avoir appris bon nombre de mes connaissances en physique des particules. Merci également à Benjamin Trocmé, Gregory Moreau, Michael Klasen, Benjamin Fuks et Guillaume Pignol avec qui j'ai eu le plaisir de travailler et qui m'ont appris le reste.

Mes remerciements vont également à ceux qui ont accepté de faire partie de mon jury de thèse. Merci donc à Gérard Sajot, Jean Orloff, Henri Bachacou et de surcroît à Daniel Bloch et Georges Azuelos qui ont également rapporté sur mon travail.

Et puis il y a tous les remerciements détournés que j'aimerais adresser à ceux qui ne m'ont peut-être pas aidé directement dans mon travail mais qui ont joué un rôle majeur pour moi et à qui je dois en grande partie le bon déroulement de cette thèse. C'est un ordre chronologique que je vais tenter de respecter afin d'établir cette longue liste.

Arrive en premier ceux qui m'ont aidé si fréquemment et depuis si longtemps que je me suis habitué ... Merci à ma famille : grands-parents et parents, oncles et tantes et ma soeur. Merci entre autres à ma grand-mère Suzanne pour avoir relu ma thèse et à ma mère pour la même raison.

Arrivent ensuite ceux qui furent mes mentors durant mes années universitaires :
Merci à Maud, Stéphanie et Xavier, anciens collègues qui m'ont probablement oublié mais à qui je dois ma deuxième année de DEUG.
Merci à Armand et Aurélie à qui je dois ma licence et ma maîtrise.
Merci à Massimo pour m'avoir donné goût à la recherche lors de mon stage au CERN.
Merci à Bjorn, Chloé, Simone et Freija à qui je dois mon Master II.

Puis ceux qui m'ont aidé, épaulé, soutenu ou encore sauvé durant ma thèse :
Merci à Florent pour m'avoir appris ROOT.
Merci à Benoit pour m'avoir appris les "Toy MC".
Merci à Guillaume pour m'avoir appris tout le reste.
Merci à Giuseppe pour sa vaine tentative de latinisation du groupe de physique théorique du LPSC.
Merci à Gaelle même si c'est compliqué.
Merci à Maud pour avoir vidé mon frigo.
Merci à Bertrand et Marie pour m'avoir, par conséquent, nourri pendant la moitié de ma thèse.
Merci à mon Jo pour l'autre moitié.
Merci encore à Marie pour m'avoir appris les bases de la typographie sans s'arracher un seul cheveu malgré les nombreuses lectures et relectures de ma thèse.
Merci à Christophe et à Bertrand pour les souvenirs au FermiLab ...
Merci à Jonathan pour m'avoir appris qu'on ne souffre pas nécessairement d'hypothermie en short à 3600 m.
Merci à Yannick et Guillaume pour m'avoir appris à mettre du vin blanc dans la tartiflette.
Merci à Thierry pour les bières et le champagne au Callagan.
Merci à Julien pour m'avoir appris Léo Ferré.
Merci à Valerian pour m'avoir appris la moto.
Merci à l'ensemble du personnel du CHU de Grenoble et en particulier aux médecins Morra et Delanoye pour m'avoir sauvé la vie.
Merci à Vincent pour m'avoir offert "L'arrache coeur" lorsque l'on m'arrachait la rate.
Merci à Pierrot pour m'avoir offert "Les racines du mal" quand j'étais sous morphine.
Merci à Antje pour m'avoir prêté sa moto quand la mienne était cassée.
Merci encore à Maud pour le soutien fondamental qu'elle m'a apporté durant les nombreux mois de rédaction.
Et enfin, merci à Jenny pour le chocolat.

Table des matières

I	Préliminaires : la physique des particules et le complexe LHC	3
1	Les bosons de jauge dans le modèle standard	5
1.1	Le modèle standard de la physique des particules	5
1.1.1	Les théories de jauge	6
1.1.2	Les fermions	7
1.1.3	Les bosons de jauge du MS	8
1.2	La brisure de la symétrie électrofaible	12
1.2.1	Le mécanisme de Higgs et la masse des bosons de jauge	12
1.2.2	Les couplages de Yukawa et la masse des fermions	15
1.2.3	Le mélange des quarks et la matrice V_{CKM}	16
1.3	Renormalisation et ordres supérieurs	17
1.3.1	Corrections radiatives	17
1.3.2	Évolution des constantes de couplage	18
1.4	Découverte des bosons de jauge lourds	20
1.4.1	Les collisionneurs hadroniques	21
1.4.2	La découverte des bosons Z et W^\pm aux expériences UA	21
2	Les bosons lourds au delà du modèle standard	23
2.1	Au-delà du modèle standard	23
2.1.1	Les insuffisances du modèle standard	23
2.1.2	Les extensions du MS	26
2.2	Les nouveaux bosons de jauge provenant de dimensions supplémentaires .	28
2.2.1	Dimensions compactes et tours de Kaluza-Klein	28
2.2.2	Les modèles de type Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali	29
2.2.3	Les modèles de type Randall-Sundrum	31
2.2.4	Le modèle de type Randall-Sundrum avec matière dans le <i>bulk</i> (RSBM)	33
2.3	Les nouveaux bosons de jauge provenant de modèles de grande unification	34
2.3.1	Les modèles usuels	35
2.3.2	Mélange et masse du Z'	39

2.4	Les limites actuelles sur les Z'	42
2.4.1	Les limites indirectes par mesure électrofaible	42
2.4.2	Les recherches directes	45
2.4.3	Les limites sur des Z' très peu couplés	46
3	Le complexe LHC	49
3.1	Collisions proton-proton à 14 TeV	49
3.1.1	Le CERN	49
3.1.2	Le LHC	51
3.2	Les détecteurs	55
II	Phénoménologie des Z' aux collisionneurs hadroniques	59
4	Le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l} + X$	61
4.1	Les paramètres théoriques	61
4.1.1	La masse	62
4.1.2	Les charges et les constantes de couplages	62
4.1.3	Les charges axiales et vectorielles	65
4.2	Le processus partonique	67
4.2.1	La section efficace différentielle	68
4.2.2	La distribution angulaire	69
4.2.3	Le spectre de masse invariante	71
4.2.4	La largeur de désintégration	72
4.3	Des partons aux protons	73
4.3.1	L'estimation des PDF	74
4.3.2	Le spectre de masse invariante dileptons aux collisionneurs hadro- niques pp	77
5	Prédiction des observables d'un Z' au LHC	81
5.1	Corrections radiatives et resommation	81
5.1.1	Les corrections électrofaibles	82
5.1.2	Les corrections QCD	83
5.1.3	Incertitudes liées aux calculs théoriques	85
5.2	Les générateurs d'évènements Monte-Carlo	87
5.2.1	Production de Z' avec Pythia	87
5.2.2	Production de Z' avec MC@NLO	91
5.3	Paramétrisation phénoménologique du spectre de masse invariante.	92
5.4	Les autres résonances	98
5.4.1	Les modèles à plusieurs résonances	99
5.4.2	Les observables discriminantes	101

III	ATLAS et les électrons	107
6	Le détecteur ATLAS et la simulation ATHENA	109
6.1	Le détecteur interne	111
6.1.1	Le détecteur à pixels	112
6.1.2	Le détecteur à micropistes de silicium (SCT)	113
6.1.3	Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)	113
6.1.4	Les performances	114
6.2	Le calorimètre électromagnétique	114
6.2.1	Le pré-échantillonneur	116
6.2.2	Le calorimètre	116
6.2.3	Les performances	118
6.3	Le calorimètre hadronique	119
6.3.1	Le calorimètre à tuiles	119
6.3.2	Les bouchons hadroniques	119
6.3.3	Le calorimètre à l'avant	119
6.3.4	Les performances	120
6.4	Le spectromètre à muons	121
6.4.1	Les chambres de déclenchement	121
6.4.2	Les chambres de précision	121
6.4.3	Les performances	122
6.5	La simulation ATHENA	122
7	Les électrons de haut p_T dans le détecteur ATLAS	125
7.1	Le système de déclenchement	125
7.1.1	Le niveau 1	126
7.1.2	Le niveau 2	127
7.1.3	Le niveau 3	128
7.1.4	Le déclenchement pour les événements $Z' \rightarrow e^+e^-$	129
7.2	Reconstruction et identification des électrons	130
7.2.1	Critères de reconstruction	131
7.2.2	Algorithme d'identification <i>Standard</i>	131
7.3	Les performances de l'identification et de la reconstruction des électrons	134
7.3.1	Efficacité de sélection	135
7.3.2	Résolution en énergie	136
7.4	Les performances diélectrons	137
7.4.1	Efficacité de sélection	138
7.4.2	Résolution sur la masse invariante diélectrons	139
7.5	Rejet des bruits de fond	141

IV Découverte et analyse d'une nouvelle résonance auprès du détecteur ATLAS	143
8 Estimation du potentiel de découverte	145
8.1 Les modèles de dimensions supplémentaires	145
8.1.1 Le modèle RSBM au LHC	145
8.1.2 Prise en compte des effets du détecteur	147
8.1.3 Potentiel de découverte	149
8.2 Les modèles de GUT	152
8.2.1 Les modèles de GUT au LHC	152
8.2.2 Prise en compte des effets du détecteur	154
8.2.3 Analyse statistique	159
8.2.4 Potentiel de découverte	167
8.3 Analyse indépendante du modèle dans le cas d'une seule résonance supplémentaire	168
8.4 Discussion sur les incertitudes systématiques	169
8.4.1 Incertitudes liées aux prédictions théoriques	170
8.4.2 Incertitudes liées à l'expérience	171
8.4.3 Impact sur le potentiel de découverte	172
9 Méthode de recherche d'un Z' et vers une discrimination du modèle	175
9.1 Méthode de recherche d'un Z'	175
9.1.1 Principe de l'analyse	175
9.1.2 Effet "Look Elsewhere"	177
9.1.3 Recherche d'une évidence de Z' et estimation de sa masse	178
9.2 Vers une discrimination du modèle théorique : étude de la rapidité	180
9.2.1 Les événements générés et la simulation complète	180
9.2.2 Le principe de l'analyse	182
9.2.3 Étude Monte Carlo	184
A Paramètres et couplages des trois points utilisés pour l'analyse du modèle RSBM	i
B Couplages des Z' des modèles de GUT	vii

Je connais un million de types qui vont écrire un livre. Des types qui disent : "Alors tu sais, encore deux ans, je vends des bretelles encore deux ans mais alors, en 73, j'écris un livre". Et puis un jour, si on les rencontre en 73, et ils diront : "Moi, je continue à vendre des cornichons, tu vois. Je vis avec mes cornichons. J'ai une femme, j'ai deux enfants, j'ai un chat, j'ai une petite amie, ma voiture est vieille, je vends des cornichons jusqu'en 75 et en 75 j'écris un livre", le livre étant le symbole. Moi, je crois que, bretelles ou cornichons, quand on a envie de faire un truc, il faut plonger, quitte à se tromper. On en meurt pas de se casser la gueule.

Jacques Brel, "Interview en 1971".

Introduction

La description actuelle de la physique fondamentale s'appuie sur les quatre interactions que sont, d'une part la gravitation et d'autre part les interactions électromagnétique, forte et faible. Il est d'usage de séparer la force gravitationnelle des trois autres car contrairement à elles, sa description ne se conforme pas à une théorie quantique des champs. En effet, l'unification entre la relativité générale et le modèle standard de la physique des particules est l'une des principales énigmes de la physique moderne. À l'instar de cet aspect non-quantique de la gravitation, il existe d'autres lacunes dans la description que nous faisons de la physique fondamentale. Ceci incite les chercheurs à envisager des théories alternatives permettant de pallier certaines de ces difficultés. Ainsi, dans le domaine de la physique des particules, on trouve des extensions du modèle standard faisant intervenir, par exemple, de nouvelles symétries ou encore des dimensions supplémentaires. Ces avancées théoriques sont guidées et contraintes par la recherche expérimentale qui a pour but d'observer la nature et d'en extraire des informations pouvant être confrontées aux différents modèles. Cette démarche a permis la validation du modèle standard jusqu'aux échelles d'énergie atteintes par les collisionneurs LEP et Tevatron et un grand nombre de recherches de nouvelle physique a permis d'établir des contraintes que doivent respecter les nouvelles théories alternatives. Hormis la recherche du boson de Higgs qui constitue actuellement le principal "chainon manquant" du modèle standard, d'autres recherches portant sur des théories en développement ou sur une cinquième force fondamentale apportent des informations intéressantes. Ces recherches sont effectuées dans différents domaines de la physique correspondant à différentes échelles d'énergie, la limite supérieure atteinte en laboratoires étant fixée par le futur collisionneur LHC.

Avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, les collisions proton-proton du LHC permettront pour la première fois de sonder directement la physique à l'échelle du TeV. Dans cet environnement hadronique, l'étude du processus Drell-Yan neutre ($q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l^+l^-$) permet la recherche d'une cinquième force ou celle de dimensions supplémentaires. En effet, ces deux hypothèses prévoient l'existence de nouveaux bosons similaires au boson Z du modèle standard appelés Z' , qui, bien que provenant de motivations théoriques diverses, viennent s'ajouter au processus Drell-Yan et peuvent être étudiés de manière similaire.

Les travaux présentés dans cette thèse sont relatifs à la recherche directe d'une production de Z' décroissant en deux électrons dans le détecteur ATLAS. La signature attendue

est alors une nouvelle résonance dans le spectre de masse invariante, comparable à celle du boson Z , mais à une énergie différente. La reconstruction de cette observable auprès d'un détecteur est relativement simple, si bien qu'elle constitue la principale source d'informations permettant la mise en évidence de l'existence d'un Z' . Dans le cas où une telle résonance serait découverte, d'autres observables telles que la rapidité du boson ou la distribution angulaire des électrons seront utiles, en complément de la masse invariante, pour contraindre le modèle sous-jacent. Le principal travail réalisé durant cette thèse a été la mise au point d'une paramétrisation de ce spectre de masse invariante fournissant des prédictions précises après reconstruction par le détecteur. Cette paramétrisation est basée sur quatre paramètres phénoménologiques définissant la "forme" de la résonance : elle permet alors des études indépendantes du cadre théorique définissant le Z' . Cependant, ces paramètres phénoménologiques peuvent être calculés à partir des couplages théoriques ce qui permet également l'étude de Z' provenant de modèles théoriques particuliers. Couplée à une méthode d'analyse statistique, cette paramétrisation nous a permis d'obtenir une estimation des potentiels de découverte de différents Z' . De plus, la rapidité de cette méthode nous a permis de mettre au point une analyse dédiée à la recherche d'un Z' dans un lot de données, analyse qui a pu être validée par une étude Monte-Carlo.

Ce manuscrit est composé de quatre parties. La première constitue une introduction à la physique des hautes énergies. Elle comporte une brève description du modèle standard qui s'achève sur l'historique de la découverte des bosons de jauge lourds Z et W^\pm . Cette description est suivie d'une ouverture présentant les principaux types de modèles postulant l'existence de Z' . Les dernières limites obtenues par diverses expériences à différentes énergies précèdent une courte description du CERN et du futur collisionneur LHC qui entrera en service fin 2008.

La seconde partie pose les bases du calcul de la section efficace du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l^+l^-$ afin d'aboutir à la prédiction d'observables telles que la distribution angulaire des leptons ou la rapidité du Z' . Comme nous le verrons dans cette partie, la paramétrisation du spectre de masse invariante s'appuie sur le calcul au premier ordre de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Une troisième partie est dédiée à la description du détecteur ATLAS ainsi qu'à la reconstruction des électrons de grande impulsion transverse provenant de la désintégration d'un Z' .

Enfin, la dernière partie, consacrée à l'analyse, utilise les différents résultats présentés dans les deux parties précédentes pour obtenir une estimation des potentiels de découverte de Z' correspondant à plusieurs cadres théoriques. Une analyse indépendante des modèles a également été menée. Enfin, le dernier chapitre présente les performances de la méthode de recherche de Z' qui pourra être utilisable sur les données du LHC, avant de s'intéresser à une analyse de discrimination du modèle sous-jacent utilisant la rapidité du Z' pour contraindre les couplages aux quarks u et d .

Première partie

Préliminaires : la physique des particules et le complexe LHC

*Si c'était vrai tout cela
Je dirais oui
Oh, sûrement je dirais oui
Parce que c'est tellement beau tout cela
Quand on croit que c'est vrai.*

Jacques Brel, *"Dites, si c'était vrai"*.

1

Les bosons de jauge dans le modèle standard

1.1 Le modèle standard de la physique des particules

Le modèle standard (MS) de la physique des particules tel que nous le connaissons actuellement fournit une description quantique des particules de matière fondamentales ainsi que de leurs interactions *via* les forces : nucléaire forte, nucléaire faible et électromagnétique. La force gravitationnelle est décrite par la relativité générale qui propose une approche non quantique de la mécanique des corps à grande échelle. Le formalisme actuel du modèle standard repose sur la théorie des groupes et l'invariance de jauge. L'utilisation de ces concepts mathématiques remonte aux années 1940 lors de l'élaboration d'une théorie quantique de l'électromagnétisme [1].

Cette théorie, appelée électrodynamique quantique, a été mise au point par R. Feynman, J. Schwinger et S.-I. Tomonaga qui ont été récompensés en 1965 par un prix Nobel. Dans le cadre de cette théorie, le concept d'invariance de jauge s'avéra d'une grande efficacité et cette approche mathématique fut dès lors massivement utilisée pour décrire les autres interactions. Ainsi en 1979, S. Weinberg, A. Salam et S. Glashow (GWS) ont reçu un prix Nobel pour leurs travaux sur la théorie électrofaible qui décrit conjointement la force électromagnétique et faible ; puis en 2004, H.D. Politzer, F. Wilczek et D. Gross pour l'élaboration de la chromodynamique quantique qui décrit l'interaction forte. Les prix Nobel récompensent des travaux avérés depuis un certain nombre d'années mais c'est en fait depuis les années 1970 que nous connaissons le modèle standard sous sa forme actuelle. D'une impressionnante robustesse, seules les expériences mesurant la masse des neutrinos le mettent actuellement en défaut. Il possède également un très fort

pouvoir de prédiction : nous ne citerons que la prédiction de la masse du quark top à partir des mesures électrofaibles effectuées à LEP, avant sa découverte au TeVatron en 1994.

Nous décrirons dans cette section les bases de l'électrodynamique quantique comme un exemple de théorie de jauge. Puis nous présenterons la chromodynamique quantique (QCD pour *Quantum chromodynamics*) avant de décrire la théorie électrofaible et le mécanisme de Higgs. Enfin, nous nous intéresserons aux prédictions théoriques sur les bosons de jauge lourds du modèle standard.

1.1.1 Les théories de jauge

Une théorie de jauge est une théorie des champs qui s'appuie sur un groupe de symétrie, appelé groupe de jauge. Imposer une invariance de jauge revient à dire que la physique reste la même sous les transformations de ce groupe. De plus, le théorème de Noether associe à chaque symétrie continue la conservation d'un nombre quantique. C'est ainsi que dans le modèle standard : la force électromagnétique qui conserve la *charge électrique* est associée à un groupe $U(1)$, la force faible conservant l'*isospin faible* a la structure de $SU(2)$ et la force forte celle de $SU(3)$ et conserve la *couleur*.

La théorie de jauge la plus simple du modèle standard est l'électrodynamique quantique qui décrit la force électromagnétique en s'appuyant sur la structure d'un groupe de symétrie $U(1)$. Les bases de cette théorie sont détaillées dans la partie 1.1.3 à titre d'exemple.

La théorie des groupes en physique des particules

Nous ne rentrerons pas dans les détails de la théorie des groupes qui est développée dans un grand nombre d'ouvrages [2]. Notons seulement que les groupes utilisés en physique des particules sont des groupes de Lie représentant des symétries continues. Les éléments infinitésimaux de ces groupes peuvent se décomposer sur la base formée par les générateurs T_a de l'algèbre associée à ce groupe ; l'action d'un élément du groupe de symétrie sur un champ Ψ s'écrit alors sous la forme générale :

$$\Psi \rightarrow e^{-i\alpha_a T^a} \Psi \quad (1.1)$$

Cette transformation est appelée transformation de jauge. Lorsque les α_a sont constants en tous points de l'espace-temps, on parle de transformation de jauge globale. Au contraire, une transformation de jauge locale fait intervenir des $\alpha_a(x)$ fonction des coordonnées de l'espace-temps.

Notons également qu'un groupe de symétrie possède plusieurs représentations ; en physique des particules nous nous intéressons principalement à trois d'entre elles :

- La représentation triviale qui sert à transformer les particules n'interagissant pas

via l'interaction décrite par le groupe ¹.

- La représentation fondamentale utilisée pour transformer les particules qui ressentent cette interaction.
- La représentation adjointe qui permet de transformer les champs de jauge.

1.1.2 Les fermions

Le modèle standard utilise le formalisme de la théorie quantique des champs [3] dans lequel chaque particule élémentaire est représentée par un champ quantifié. Les particules de matière sont associées à des champs de spin demi-entier ($S = \pm 1/2$) et sont appelées fermions. Chaque fermion possède deux états de chiralité associés à des spineurs de Weyl communément notés Ψ_R pour l'état de chiralité droite et Ψ_L pour l'état de chiralité gauche. Ils sont alors représentés par un spineur de Dirac $\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_L \\ \Psi_R \end{pmatrix}$ à quatre degrés de liberté. En l'absence d'interaction, leur dynamique est décrite par le lagrangien de Dirac :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i \not{\partial} - m)\Psi \text{ où } m = \text{ la masse du fermion et } \not{\partial} = \partial_\mu \gamma^\mu \quad (1.2)$$

Les fermions sont classés en fonction de leur charge sous les différentes interactions :

- Toutes les particules portant une charge électrique Q sont soumises à l'interaction électromagnétique.
- Les quarks sont les seules fermions soumis à l'interaction forte. Ils sont rangés dans un triplet de couleur lié à la représentation fondamentale de $SU(3)$. Cela signifie que chaque quark existe en trois couleurs différentes.
- La découverte en 1956 de la violation de parité dans les désintégrations β montre que l'interaction faible ne se couple qu'aux fermions gauches. Ils sont regroupés dans un doublet d'isospin faible I et sont reliés à la représentation fondamentale de $SU(2)$. Les fermions droits sont quant à eux liés à la représentation triviale de $SU(2)$, ils sont regroupés dans un singlet et portent un isospin faible nul ($I = 0$).

Comme nous le verrons au paragraphe 1.2, l'unification des interactions électromagnétique et faible fait intervenir un nombre quantique appelé hypercharge Y , qui est relié à la charge électrique et à l'isospin faible par la relation de Gell-Mann et Nishijima [4] :

$$Y = 2(Q - I_3) \quad (1.3)$$

où I_3 est la troisième composante de l'isospin I , communément choisie comme observable. Cette classification est résumée dans le tableau 1.1.

On notera que les neutrinos ne se couplent que *via* l'interaction faible ; par conséquent, leur partie droite ne se couple à rien dans le modèle standard. Ils sont alors inaccessibles et inobservables : on dit que le modèle standard ne contient pas de neutrino droit.

¹La représentation triviale associe l'identité à chaque élément du groupe.

Particules	$SU(2)_L$		$U(1)_Y$	$U(1)_{EM}$
	I	I_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$	1/2	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	-1	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$
e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	0	0	-2	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$	1/2	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	1/3	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$
u_R, c_R, t_R d_R, s_R, b_R	0	0	4/3 -2/3	2/3 -1/3

TAB. 1.1: Nombres quantiques des fermions du modèle standard : isospin faible (I et I_3), hypercharge Y et charge électrique Q .

D'un point de vue expérimental, tous ces fermions (neutrinos droits exceptés) ont été observés ; le dernier en date étant le neutrino τ observé en 2000 par l'expérience Donut [5] à FermiLab près de Chicago. Différentes mesures ont également permis de connaître leurs masses qui sont notées dans le tableau 1.2.

Leptons						
Particule	e	ν_e	μ	ν_μ	τ	ν_τ
Masse [MeV]	0.511	$< 3 \cdot 10^{-6}$	105.	< 0.19	1777.	< 18.2
Quarks						
Particule	d	u	s	c	b	t
Masse [MeV]	5. – 8.5	1.5 – 4.	80. – 155.	$\approx 1300.$	$\approx 4200.$	$(172.7 \pm 2.9) \cdot 10^3$

TAB. 1.2: Masse des fermions élémentaires [6].

1.1.3 Les bosons de jauge du MS

Les fermions interagissent entre eux *via* les interactions fondamentales : l'interaction électromagnétique, faible et forte. Le modèle standard décrit toutes ces interactions par le biais de théories de jauge qui font intervenir des champs de jauge de spin entier, auxquels sont associés les bosons de jauge. L'évolution libre de ces champs de jauge C_μ est décrite par le lagrangien de Maxwell :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}C_{\mu\nu}C^{\mu\nu} \text{ avec } C_{\mu\nu}^a = \partial_\mu C_\nu^a - \partial_\nu C_\mu^a - gf_{abc}C_\mu^b C_\nu^c \quad (1.4)$$

où g est le couplage associé au groupe de symétrie et $f_{abc} \neq 0$ les constantes de structure de l'algèbre associée au groupe de symétrie. Ces dernières définissent les règles de

commutation entre les générateurs ; pour un groupe abélien (cas de l'électrodynamique) les générateurs commutent entre eux et les $f_{abc} = 0$.

L'électrodynamique quantique et le photon

Dans cette théorie, élaborée dans les années 1940, l'interaction électromagnétique semble avoir exactement la structure d'un groupe $U(1)$. Le champ électromagnétique est représenté par le champ de jauge A_μ auquel est associé le photon. Le couplage particule-photon apparaît alors naturellement pour conserver l'invariance de jauge locale. Les autres couplages ainsi qu'un terme de masse du photon sont interdits.

Considérons une particule représentée par son champ Ψ et le champ électromagnétique représenté par son tenseur $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.

Le lagrangien :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\bar{\Psi}(i \not{\partial} - m)\Psi}_{\mathcal{L} \text{ de Dirac}} - \underbrace{\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\mathcal{L} \text{ de Maxwell}} \quad (1.5)$$

décrit l'évolution libre de la particule Ψ et celle du champ électromagnétique. Ajouter à la main des termes d'interaction entre le photon et la particule ($\bar{\Psi}A_\mu\Psi$) ou un terme de masse pour le photon ($A_\mu A^\mu$) n'est alors pas satisfaisant car comment savoir lesquels sont justifiés ? Le concept d'invariance du lagrangien sous une transformation de jauge locale s'avère par contre très efficace pour justifier les termes de couplage.

Considérons un groupe $U(1)$ noté $U(1)_{EM}$, il ne possède qu'un seul générateur que l'on note Q auquel on associe la charge électrique e : $Q\Psi = e\Psi$. La transformation de jauge locale qui lui est associée transforme le champ Ψ comme :

$$\Psi \rightarrow \Psi e^{-i\alpha(x)Q} \quad (1.6)$$

Le terme $\bar{\Psi}(i \not{\partial} - m)\Psi$ n'est pas invariant sous cette transformation et il faut nécessairement ajouter un terme de couplage entre la particule et un champ (appelé champ de jauge) pour rétablir cette invariance. Il est intéressant d'identifier ce champ de jauge au potentiel électromagnétique A_μ , de manière à faire apparaître le couplage particule-photon. Ainsi le lagrangien :

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(i \not{\partial} - m)\Psi + \underbrace{e\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu}_{\text{Couplage } \Psi\text{-photon}} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.7)$$

est bien invariant sous cette transformation de jauge locale à condition que le champ A_μ se transforme comme :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (1.8)$$

Cette transformation du potentiel électromagnétique est tout à fait permise étant donné que l'observable physique correspondante (le champ électromagnétique) reste inchangée. D'autres termes comme un couplage à trois photons ou un terme de masse pour le photon sont interdits car ils violent cette invariance de jauge locale.

Notons que la conservation de la charge électrique e est une conséquence de l'invariance de jauge globale [4].

Ce formalisme en théorie de jauge semble d'une efficacité telle qu'il a été utilisé pour décrire les autres interactions fondamentales.

La chromodynamique quantique et les gluons

La théorie qui décrit l'interaction forte a été mise au point dans les années 1970 et est appelée chromodynamique quantique. Cette théorie est basée sur le groupe de symétrie $SU(3)$ qui possède huit générateurs notés T_a . La charge associée à cette interaction est appelée la couleur et chaque quark existe en trois couleurs différentes. En analogie avec l'électrodynamique quantique (QED pour *Quantum electrodynamics*), pour vérifier l'invariance de jauge locale, il est nécessaire d'associer à chaque générateur un champ de jauge qui se couple aux quarks. Les huit gluons (G_μ^a) sont les particules associées à ces champs de jauge. Ainsi, le lagrangien de la QCD pour un quark q :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\bar{q}(i \not{D} - m)q}_{\text{Quarks libres}} - \underbrace{g_s(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G_\mu^a}_{\text{Couplages quarks - gluons}} - \underbrace{\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{Gluons libres}} \quad (1.9)$$

contient un terme de propagation libre pour les quarks, un terme d'interaction quarks-gluons et un terme de propagation des gluons. On notera également l'existence d'un terme de masse qui ne viole pas la symétrie $SU(3)_C$, il sera cependant interdit dans le MS car il brise la symétrie $SU(2)_L$. À basse énergie, la constante de couplage g_s prend une valeur proche de l'unité (voir § 1.3.2) et l'interaction quark-gluons ne peut plus être traitée comme une perturbation de la théorie libre. Apparaît alors le confinement des quarks au sein des hadrons : les états liés de type $q\bar{q}$ donnent les mésons et qqq les baryons. La meilleure description actuelle de ces états liés est donnée par la QCD sur réseau.

Une autre différence fondamentale entre la QCD et la QED vient du fait que $SU(3)$ est un groupe non-abélien. Ceci implique $G_{\mu\nu}$ de la forme :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - \underbrace{g_s f_{abc} G_\mu^b G_\nu^c}_{\text{terme non-abélien}} \quad (1.10)$$

avec $f_{abc} \neq 0$ autorisant les couplages à trois et quatre gluons, en plus de la propagation libre du champ G_μ^a .

De façon analogue au cas de la QED, l'invariance de jauge globale de la théorie conduit à la conservation de la couleur.

L'interaction électrofaible et les bosons Z et W^\pm

La description de l'interaction faible en termes de théorie de jauge est un peu différente du cas de l'électromagnétisme ou de la force forte. Comme nous l'indique la théorie de l'isospin faible, l'interaction faible semble avoir la structure du groupe $SU(2)$. Cependant une description plus satisfaisante a été donnée par la théorie électrofaible de GWS [7, 8, 9] qui décrit conjointement les forces faible et électromagnétique *via* le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Le groupe $SU(2)_L$ possède trois générateurs notés I_a , reliés aux matrices de Pauli τ_a par $I_a = \tau_a/2$. Pour conserver l'invariance de jauge, on associe à chaque générateur un champ de jauge W_μ^a . En ce qui concerne le groupe $U(1)_Y$, il ne possède qu'un seul générateur Y avec $Y\Psi = y\Psi$ auquel est associé un champ de jauge B_μ . Le lagrangien invariant sous une transformation de jauge locale du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ s'écrit alors :

$$\mathcal{L} = i\bar{f}\not{\partial}f - g\bar{f}_L\gamma^\mu I_a W_\mu^a f_L - \frac{g'}{2}Y\bar{f}\gamma^\mu B_\mu f - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \quad (1.11)$$

où $f = f_R + f_L$ représente une famille de fermion, avec $f_R = \frac{1+\gamma^5}{2}f$ la partie droite (singlet de $SU(2)_L$) et $f_L = \frac{1-\gamma^5}{2}f$ la partie gauche (doublet de $SU(2)_L$). Les constantes g et g' sont les couplages de $SU(2)_L$ et de $U(1)_Y$, les charges correspondantes sont respectivement l'isospin (I) et l'hypercharge (Y).

Le premier terme décrit l'évolution libre des fermions ; on peut remarquer que le terme de masse n'apparaît pas car il brise la symétrie de jauge locale. Le deuxième terme représente l'interaction faible qui n'agit que sur la partie gauche des fermions. Le troisième représente l'interaction électromagnétique entre les fermions. Enfin, les termes $W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu}$ et $B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}$ sont définis de manière analogue à la QED ou la QCD et représentent l'évolution libre des champs de jauge. Les quatre champs de jauge W_μ^a et B_μ représentent les quatre bosons physiques médiateurs des interactions faible (Z, W^\pm) et électromagnétique (A_μ). La symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est cependant pas exacte car les bosons de jauge Z, W^\pm sont massifs. Ils acquièrent leur masse lors de la brisure spontanée de la symétrie *via* le mécanisme de Higgs (voir 1.2.1). Les champs physiques A_μ, Z_μ, W_μ^\pm apparaissent alors comme des combinaisons linéaires des champs de jauge B_μ et W_μ^a . Les courants chargés s'obtiennent avec W_μ^1 et W_μ^2 :

$$\begin{aligned} W_\mu^+ &= (W_\mu^1 - iW_\mu^2)/\sqrt{2} \\ W_\mu^- &= (W_\mu^1 + iW_\mu^2)/\sqrt{2} \end{aligned} \quad (1.12)$$

et les courants neutres avec W_μ^3 et B_μ :

$$\begin{aligned} A_\mu &= \cos\theta_w B_\mu + \sin\theta_w W_\mu^3 \\ Z_\mu &= -\sin\theta_w B_\mu + \cos\theta_w W_\mu^3 \end{aligned} \quad (1.13)$$

θ_w est appelé angle de mélange de Weinberg, il lie les constantes de couplage de la force

faible (g') et de l'électrodynamique (g) *via* les relations :

$$\tan \theta_w = \frac{g'}{g} \quad ; \quad g = \frac{e}{\sin \theta_w} \quad ; \quad g' = \frac{e}{\cos \theta_w} \quad (1.14)$$

1.2 La brisure de la symétrie électrofaible

À ce stade, le modèle standard est basé sur le groupe de symétrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ et tient compte, d'un côté de l'interaction forte *via* $SU(3)$ et de l'autre, de l'unification des interactions faible et électromagnétique *via* $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cependant, l'invariance de jauge locale impose des bosons de jauge et des fermions de masse nulle, ce qui est incompatible avec les résultats expérimentaux. Cette symétrie $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ n'est donc pas conservée. En fait, les termes de masse de fermions $m\bar{\Psi}\Psi$ ne sont pas interdits par l'invariance de jauge locale $SU(3)$ mais les gluons sont effectivement de masse nulle ; c'est donc plus précisément la partie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ qui décrit l'unification électrofaible qui est brisée. Dans les années 1960, un mécanisme expliquant cette brisure spontanée fut proposé par Higgs, Brout et Englert [?, 10]. Ce mécanisme appelé mécanisme de Higgs permet de donner de la masse aux bosons de jauge, ainsi qu'aux fermions *via* les couplages de Yukawa. Il permet aussi la renormalisabilité du modèle standard.

1.2.1 Le mécanisme de Higgs et la masse des bosons de jauge

Le principe du mécanisme de Higgs consiste à introduire deux champs scalaires ($S = 0$) appelés champ de Higgs, dont le lagrangien respecte la symétrie locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$. À ce champ de Higgs correspond un potentiel (appelé potentiel de Higgs) qui possède différents *minima* équivalents ; la brisure spontanée de la symétrie correspond au choix d'un de ces *minima* pour écrire la valeur du champ de Higgs dans le vide.

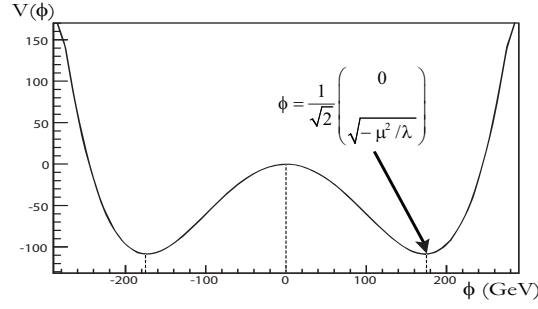
Pour respecter l'invariance de jauge locale, le champ de Higgs doit avoir la forme d'un doublet d'isospin ($I = 1/2$) : $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ et une hypercharge $Y = 1$. Il faut alors ajouter au lagrangien (1.11) le terme correspondant au secteur de Higgs :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \text{ avec } D_\mu = \partial_\mu + igI_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}YB_\mu \quad (1.15)$$

où le potentiel de Higgs $V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$ est également invariant de jauge locale.

Ce potentiel $V(\phi)$ fait apparaître des couplages à trois et quatre bosons de Higgs $((\Phi^\dagger \Phi)^2)$ ainsi que la masse du boson de Higgs $M_H = \sqrt{-2\mu^2}$.

Pour des valeurs de $\mu^2 < 0$ et $\lambda > 0$, $V(\phi)$ prend une forme caractéristique présentée sur la figure 1.1.


 FIG. 1.1: Potentiel de Higgs $V(\phi)$ pour $\mu^2 = -85^2 \text{ GeV}^2$ et $\lambda = 0.12$.

On peut voir que la valeur minimum de $V(\phi)$ correspond à une valeur moyenne du champ ϕ non nulle. On peut alors écrire le champ de Higgs en fonction de son minimum $v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}$ de la manière générale suivante :

$$\Phi(x) = \frac{e^{\theta^a(x)I_a}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

Le terme $e^{\theta^a(x)I_a}$ disparaît grâce à une transformation de jauge de $SU(2)_L$: on dit que les trois degrés de liberté $\theta^a(x)$ (appelés bosons de Goldstone) sont absorbés par les bosons de jauge massifs. Il ne reste alors que le champ scalaire électriquement neutre $h(x)$ auquel on associe une particule physique, le boson de Higgs.

La brisure spontanée de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ revient en fait à fixer le champ de Higgs dans un de ces minima possibles, on pose ainsi $\Phi(0) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$. Le lagrangien (1.15) fait alors apparaître les masses des différents bosons de jauge :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{masse}} &= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} M^\dagger M \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\ \text{avec } M &= \begin{pmatrix} gW_\mu^3 + g'yB_\mu & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & -gW_\mu^3 + g'yB_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.17)$$

En utilisant les relations (1.12), on obtient :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{masse}} &= \frac{v^2}{4} g^2 W_\mu^{-*} W^{+\mu} \\ &+ \frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} W_\mu^{3*} & B_\mu^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.18)$$

La diagonalisation de la matrice de (1.18) fait intervenir les relations (1.13) et (1.14) qui relient les champs W_μ^3 et B_μ aux bosons physiques A_μ et Z_μ . L'équation (1.18) devient

alors :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{masse}} &= \frac{v^2}{4} g^2 W_\mu^{-*} W^{+\mu} \\
 &+ \begin{pmatrix} Z_\mu^* & A_\mu^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{v^2}{8}(g^2 + g'^2) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z^\mu \\ A^\mu \end{pmatrix} \\
 &= \frac{v^2}{4} g^2 W_\mu^{-*} W^{+\mu} + \frac{v^2}{8} (g^2 + g'^2) Z_\mu^* Z^\mu
 \end{aligned} \tag{1.19}$$

Comme le minimum du potentiel de Higgs a été choisi de sorte que $v \neq 0$, les bosons W^\pm et Z acquièrent les masses :

$$M_{W^\pm} = \frac{v}{2} g \tag{1.20}$$

$$M_Z = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \tag{1.21}$$

On notera que le champ A_μ n'apparaît pas dans le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{masse}}$. Ceci implique un photon de masse nulle, comme le prédit l'électrodynamique qui reste une symétrie conservée après la brisure $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$.

La valeur moyenne du champs de Higgs dans le vide ($v/\sqrt{2}$) peut être mesurée à partir des résultats de la théorie effective de Fermi, en mesurant le temps de vie du muon par exemple. On a alors :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M_W} \Rightarrow v = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2}G_F}} \approx 246.2 \text{ GeV} \tag{1.22}$$

où G_F est la constante de Fermi. Ce qui permet d'écrire, avec les relations (1.14) :

$$M_{W^\pm} = \sqrt{\pi\alpha} \frac{v}{\sin \theta_w} \text{ avec } \alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx \frac{1}{128} \tag{1.23}$$

$$M_Z = \frac{M_{W^\pm}}{\cos \theta_w} \tag{1.24}$$

En se basant sur ce modèle avec un seul doublet de Higgs, les physiciens savaient avant les premières mesures de masse que la masse du W était supérieure à 37 GeV (correspondant à $\sin \theta_w = 1$) et que le Z était d'autant plus lourd que le W n'était léger.

On obtient également la valeur du paramètre ρ qui représente la force relative des courants neutres et chargés :

$$\rho \equiv \frac{M_{W^\pm}^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_w} = 1 \tag{1.25}$$

Dans les années 1990, ces valeurs ont été mesurées avec précision avec le collisionneur

LEP [11] :

$$\begin{aligned} M_{W^\pm} &= 80.403 \pm 0.029 \text{ GeV} \\ M_Z &= 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV} \\ \sin^2 \theta_w &= 0.23122 \pm 0.00015 \\ \rho &= 1.002 \pm 0.015 \end{aligned}$$

Elles sont en très bon accord avec les ajustements du MS (voir figure 2.1).

1.2.2 Les couplages de Yukawa et la masse des fermions

Le mécanisme de Higgs permet de donner de la masse aux bosons Z et W^\pm *via* la brisure électrofaible qui revient à fixer la valeur du champ de Higgs $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ à un minimum particulier. Bien qu'un terme de masse pour les fermions de la forme

$$-m_f \bar{\psi} \psi = -m_f (\bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R) \quad (1.26)$$

ne respecte pas l'invariance de jauge locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$, on peut introduire un couplage (le couplage de Yukawa) entre le champ de Higgs et les fermions, qui permet de leur apporter de la masse tout en respectant la symétrie locale.

Ceci revient à ajouter dans le lagrangien (1.11) un terme dit de Yukawa, qui s'écrit pour la première famille de fermions :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -g_e \bar{l}_L \phi e_R - g_d \bar{q}_L \phi d_R - g_u \bar{q}_L \tilde{\phi} u_R + h.c \quad (1.27)$$

où l_L et q_L représentent les doublets de $SU(2)_L$ des leptons et des quarks gauches, e_R le singlet de leptons droits et u_R et d_R les singlets de quarks droits. Notons que pour faire apparaître le terme de masse des fermions droits, il est nécessaire de les coupler non pas directement au champ de Higgs ϕ , mais à une transformation sous $SU(2)_L$:

$$\tilde{\phi} = i\tau_2 \phi^* = \begin{pmatrix} \phi^{0*} \\ -\phi^- \end{pmatrix} \quad (1.28)$$

d'hypercharge $Y = -1$.

En écrivant le champ de Higgs en fonction de son minimum v (voir équation (1.16)), le lagrangien devient :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\frac{v}{\sqrt{2}}(g_e \bar{e} e + g_d \bar{d} d + g_u \bar{u} u) - \frac{h(x)}{\sqrt{2}}(g_e \bar{e} e + g_d \bar{d} d + g_u \bar{u} u) \quad (1.29)$$

Les termes proportionnels à v conduisent aux masses des fermions :

$$m_f = \frac{v}{\sqrt{2}} g_f \quad (1.30)$$

et les autres contributions sont les termes de couplage entre le champ de Higgs et les fermions, qui font intervenir une constante de couplage proportionnelle à m_f .

On notera que le terme de masse des neutrinos est nécessairement nul s'il n'existe pas de neutrino droit.

1.2.3 Le mélange des quarks et la matrice V_{CKM}

Les observations montrent que les courants chargés (W^\pm) couplent les trois familles de fermions entre elles. Ainsi la désintégration $s \rightarrow uW^-$ est possible et a été observée dans les désintégrations $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$. Cela signifie que les états propres de l'interaction faible diffèrent des états propres de masse observés.

De manière générale, on peut introduire une relation entre l'un et l'autre *via* une transformation unitaire dans l'espace des saveurs $\alpha = \nu, e, u, d$ représentée par une matrice $V_{L,R}^\alpha$ avec $VV^\dagger = V^\dagger V = 1$.

Les courants neutres (qui conservent la saveur) ne sont pas affectés par cette transformation car ils font intervenir les matrices $V_{L,R}^{\alpha\dagger}$ et $V_{L,R}^\alpha$ qui commutent avec les matrices de Dirac de sorte que le terme correspondant devient $V_{L,R}^{\alpha\dagger} V_{L,R}^\alpha = 1$.

Au contraire, les courants chargés sont affectés par cette transformation car ils font intervenir des matrices $V_{L,R}^{\alpha_1}$ et $V_{L,R}^{\alpha_2}$ de saveurs différentes et le terme correspondant n'est donc pas l'identité, $V_{L,R}^{\alpha_1\dagger} V_{L,R}^{\alpha_2} \neq 1$.

Dans le secteur des quarks, on écrit le passage des états propres d'interaction q' aux états propres de masse q pour les quarks de type d :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_L^{u\dagger} V_L^d \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

La matrice $V_{CKM} = V_L^{u\dagger} V_L^d$ est appelée matrice de Cabbibo, Kobayashi, Maskawa [12, 13]. Ses éléments V_{ij} représentent l'amplitude du mélange entre les trois familles de quarks, ils ne sont pas prédits par la théorie mais peuvent être mesurés *via* les processus faisant intervenir les boson W^\pm . Ces mesures indiquent que les éléments diagonaux sont de l'ordre de l'unité alors que les termes non diagonaux sont petits. Dans la paramétrisation de Wolfenstein, cette matrice s'écrit :

$$V_{CKM} \sim \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.32)$$

avec : $\lambda = 0.22$, $A = 0.82$, $\eta = 0.3$ et $\rho^2 + \eta^2 = 0.16$.

Un phénomène similaire dans le secteur des leptons est formalisé par la matrice de Pontecorvo, Maki, Nakagawa et Sakata (PMNS) [14, 15]. Cette matrice possède des termes non diagonaux non négligables mis en évidence par les expériences d'oscillation de neutrinos.

1.3 Renormalisation et ordres supérieurs

Une théorie renormalisable est une théorie pour laquelle les prédictions d'observables physiques ne sont pas affectées par des problèmes de divergences ultraviolettes. Dans les années 1970, G. 't Hooft a démontré que le modèle standard était une théorie renormalisable c'est-à-dire que les prédictions faites sur les observables physiques telles que la masse ou les sections efficaces sont calculables à une précision arbitraire.

Nous donnerons plus de détails sur les corrections radiatives concernant le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l} + X$ dans la partie 5.1. Nous nous contenterons ici de quelques remarques et résultats généraux concernant les calculs aux ordres supérieurs.

1.3.1 Corrections radiatives

L'approximation de Born consiste à traiter les processus physiques en faisant intervenir un nombre minimal d'interactions pour rendre compte de l'état initial et final. De manière plus générale, un processus est traité suivant un développement perturbatif en puissance des constantes de couplage et la considération de termes d'ordres supérieurs revient à prendre en compte des diagrammes faisant intervenir des boucles ou des radiations de particules. En raison de la complexité du calcul, les termes d'ordres supérieurs ne sont connus exactement que pour le deuxième, voire le troisième terme de la série perturbative. La figure 1.2 représente le diagramme à l'ordre de Born ainsi que les principales corrections pour le processus $pp \rightarrow Z \rightarrow e^+e^- + X$.

Il existe pour ce processus des corrections QCD en $\alpha_s = g_s^2/4\pi$ et QED en $\alpha_{em} = e^2/4\pi$. Les diagrammes (d) et (e) de la figure 1.2 donnent des corrections du second ordre en α_s et en α_{em} . Les corrections du premier ordre viennent des radiations de particules réelles (diagrammes (b) et (c)) ainsi que de certaines interférences entre des diagrammes de mêmes états finaux et initiaux. Ainsi l'interférence entre (a) et (d), ou entre (a) et (e) donne également des contributions du premier ordre.

Ces corrections d'ordres supérieurs vont alors introduire différents types de divergences qu'il faut régulariser. On distingue les divergences IR (qui apparaissent à basse énergie) des divergences UV (à haute énergie). De manière générale, après une intégration complète sur l'espace de phases, les divergences *soft* IR s'annulent lorsque l'on considère les contributions réelles et virtuelles. Nous verrons au paragraphe 5.1.2 qu'il est toutefois nécessaire de faire appel à des techniques de resommation lorsque l'on s'intéresse à des régions de l'espace de phase où ces contributions ne se compensent pas. C'est le cas par

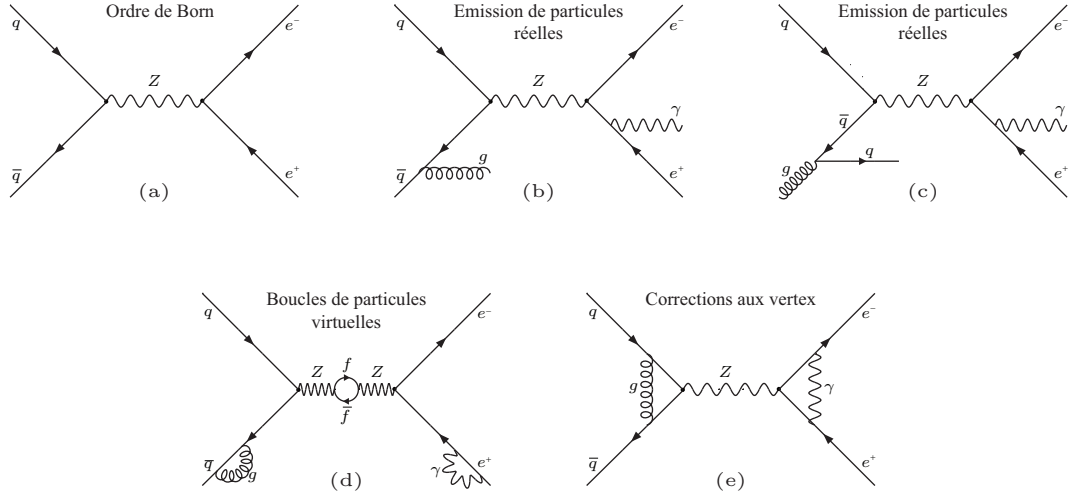


FIG. 1.2: Diagrammes de Feynmann pour le processus $q\bar{q} \rightarrow e^+e^-$

exemple lorsque l'on se limite à une région à faible impulsion transverse². Il existe cependant d'autres divergences qui ne se compensent pas. Celles liées aux radiations de gluons sont ressommées dans les fonctions de distribution de partons (voir §4.3.1), celles induites par les boucles sur les lignes fermioniques ou bosoniques sont prises en compte par des corrections aux masses des fermions et des bosons et les divergences correspondant aux corrections de vertex sont absorbées dans la constante de couplage.

1.3.2 Évolution des constantes de couplage

Les corrections radiatives virtuelles aux vertex font généralement apparaître des divergences à haute ou basse énergie. Des techniques telles que la régularisation dimensionnelle permettent de régulariser la plupart de ces divergences. Il faut ensuite introduire à la main une échelle d'énergie μ_R dite de renormalisation qui permet de scinder les divergences résiduelles en une partie finie (en deçà de μ_R) et une partie divergente (au-delà de μ_R). Les contributions divergentes sont alors resommées et prises en compte dans les constantes de couplage de la théorie qui acquièrent une dépendance en fonction de μ_R . Le couplage devient alors un couplage effectif dont le comportement est décrit par les équations du groupe de renormalisation. De manière générale, l'échelle de renormalisation est fixée à $\mu_R = Q$ où Q représente le moment transféré. L'évolution de la constante de couplage $g(\mu_R^2 = Q^2)$ s'écrit alors en fonction d'une valeur de référence $g(Q_0^2)$ connue :

$$g(Q^2) = \frac{g(Q_0^2)}{1 + Cg(Q_0^2) \ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)} \quad (1.33)$$

²Impulsion dans le plan transverse au faisceau.

Il est intéressant de remarquer que si $C < 0$ alors la constante de couplage g augmente avec Q^2 : c'est le cas par exemple de la QED. Au contraire, la QCD adopte le comportement inverse ($C > 0$), ce qui fait apparaitre les propriétés de liberté asymptotique.

La constante de couplage fort

Son évolution peut être calculée en QCD perturbative. Le terme C de l'équation (1.33) vaut alors

$$C = \frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}N_f \quad (1.34)$$

où $N_c = 3$ est le nombre de couleurs et $N_f \leq 6$ le nombre de saveurs. En introduisant la quantité :

$$\Lambda_{QCD}^2(\mu_R) = \mu_R^2 \exp\left(\frac{-4\pi}{\alpha_s(\mu_R^2)C}\right) \quad (1.35)$$

où μ est l'échelle de renormalisation. On a alors :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{36\pi}{C \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} = \frac{6\pi}{23 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \text{ pour } \begin{cases} N_c = 3 \\ N_f = 6 \end{cases} \quad (1.36)$$

Λ_{QCD} est généralement de l'ordre de 0.165 GeV.

La constante de couplage électromagnétique

L'évolution de la constante électromagnétique est décrite pas le même type de relation, on a :

$$\alpha_{EM}(Q^2) = \frac{\alpha}{1 - \frac{4\alpha}{3\pi} \ln\left(\frac{Q^2}{m^2}\right)} \quad (1.37)$$

où l'on peut considérer la valeur de référence $\alpha = \frac{1}{137}$ à la masse de l'électron : $m = 511$ keV. Pour des énergies plus grandes, on peut également utiliser les mesures de précision faites à LEP, et définir $\alpha = \frac{1}{128}$ à la masse du Z : $m = M_Z = 91.1876$ GeV.

La figure 1.3 présente l'évolution des couplages fort et électrofaibles en fonction de l'échelle d'énergie. On peut remarquer que pour une énergie de l'ordre de 10^{14} GeV, les trois couplages prennent des valeurs similaires. Cette observation motive les recherches en faveur des théories de grande unification (voir § 2.3).

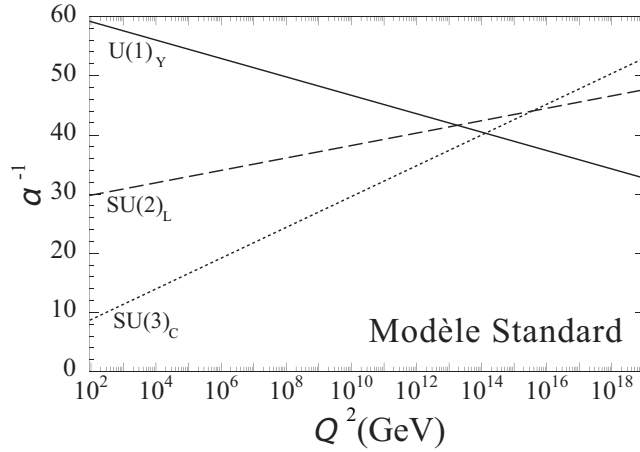


FIG. 1.3: Évolution de l'inverse des constantes de couplage du modèle standard en fonction de l'échelle d'énergie Q^2 .

1.4 Découverte des bosons de jauge lourds

Les courants chargés ont été introduits dans les années 30 par E. Fermi pour expliquer les désintégrations β . Plus tard, le formalisme de l'interaction faible en théorie de jauge (voir 1.1.3) fait apparaître ces courants chargés comme les bosons W^\pm , mais il prédit également un courant faible neutre : le boson Z .

La chambre à bulles *Gargamelle*, spécialement conçue pour détecter indirectement des neutrinos, était en activité sur le collisionneur SPS du CERN de 1970 à 1978. Les interactions telles que la diffusion $e\nu \rightarrow e\nu$ entre des particules chargées et les neutrinos, ont permis de mettre en évidence l'existence des courants neutres en 1974. La figure 1.4 représente un cliché de la chambre à bulles sur lequel on peut voir les traces courbes des électrons arrachés à un atome du gaz *via* le courant neutre Z .

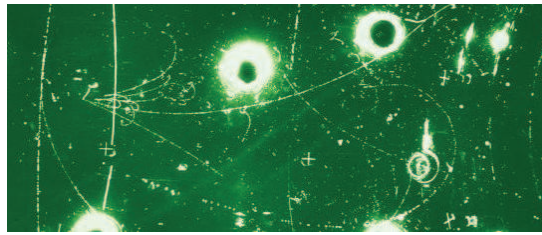


FIG. 1.4: Mise en évidence des courants neutres à Gargamelle via la diffusion $e\nu \rightarrow e\nu$. Les traces courbes proviennent des électrons qui ont interagi avec les neutrinos via un Z .

Cette découverte a permis d'effectuer les premières mesures de l'angle de mélange θ_w et d'en déduire les premières prédictions pour les masses des bosons Z et W^\pm . Plus tard, le collisionneur hadronique $S\bar{p}pS$ a permis une observation directe et une étude plus précise de ces bosons.

1.4.1 Les collisionneurs hadroniques

Une collision hadronique suffisamment énergétique peut être vue comme une collision de partons, c'est-à-dire une collision de quarks et de gluons. On considère dans ce cas que seul un parton de chaque hadron interagit, les autres constituants étant dits “spectateurs”. Ces partons spectateurs impliquent l'événement sous-jacent qui vient complexifier l'identification du processus intéressant (la collision dure). On dit pour cette raison que les machines hadroniques sont moins “propres” que les machines leptoniques qui font collisionner des particules élémentaires.

Notons également que si l'énergie de la collision hadronique est bien connue, celle de la collision partonique ne peut l'être exactement car les partons ne contiennent qu'une fraction inconnue de l'énergie des hadrons (voir § 4.3). On utilise alors dans les bilans énergétiques la notion d'énergie transverse. Cela dit, cette propriété fait des collisionneurs hadroniques des machines très efficaces pour découvrir des particules ou de la nouvelle physique, puisque la machine va naturellement balayer un large spectre en énergie lors des collisions. Ce n'est pas le cas des machines leptoniques qui sont plutôt réservées aux mesures de précision à une énergie bien définie.

La communauté de la physique des particules alterne donc depuis un certain nombre d'années entre ces deux types de machine : ainsi LEP a réalisé des mesures de précision suite aux découvertes des expériences UA1 et UA2, et le projet ILC est déjà à l'étude pour succéder au LHC et au TeVatron.

1.4.2 La découverte des bosons Z et W^\pm aux expériences UA

Les bosons Z et W^\pm ont été découverts auprès du collisionneur $S\bar{p}pS$ du CERN dans les années 1983 - 1984 par les collaborations UA-1 et UA-2. Pour une luminosité intégrée de $\int \mathcal{L} dt = 18 \text{ nb}^{-1}$ et une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 540 \text{ GeV}$, l'expérience UA-1 a enregistré 39 événements contenant au moins un électron isolé de grande énergie transverse. Cinq d'entre eux ne contenaient pas de jet hadronique supplémentaire, ils correspondaient alors à la signature attendue pour une désintégration $W \rightarrow e\nu$. Notons que cette désintégration produit un neutrino qui n'est pas détecté. Dans un collisionneur hadronique, on ne peut alors reconstruire que son énergie transverse et on définit alors la masse transverse³ du W .

L'expérience UA-2 a obtenu des résultats similaires qui ont permis de mesurer la masse des bosons W^\pm à $M_{W^\pm} = 81 \pm 5 \text{ GeV}$. Cette mesure était en très bon accord avec les prédictions théoriques de l'époque, basées sur la mesure de l'angle de mélange θ_w aux expériences sur les courants neutres.

³La masse transverse est définie de manière analogue à la masse mais en utilisant le bilan énergétique dans le plan transverse : $m_T^2 = m^2 + p_T^2$. Cette quantité est alors invariante par transformation de Lorentz selon l'axe du faisceau (l'axe z).

La découverte du boson Z a nécessité plus de temps car la section efficace de production $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow e^+e^-$ est plus faible que celle du W . En effet, le rapport d'embranchement $Z \rightarrow e^+e^-$ est de l'ordre de $Br_{Z \rightarrow e^+e^-} = 3\%$ alors que $Br_{W \rightarrow e\nu}$ vaut plutôt 8% . Cependant, l'état final de la désintégration du Z en deux électrons de grande masse invariante⁴ est spectaculaire et peu d'événements ont été nécessaires pour découvrir le Z à une masse compatible avec les prédictions théoriques. Ainsi les expériences UA-1 et UA-2 ont établi les spectres de masse invariante présentés sur la figure 1.5 [16, 17], sur lesquels on peut clairement voir apparaître la résonance du Z autour de 90 GeV. Ces résultats ont

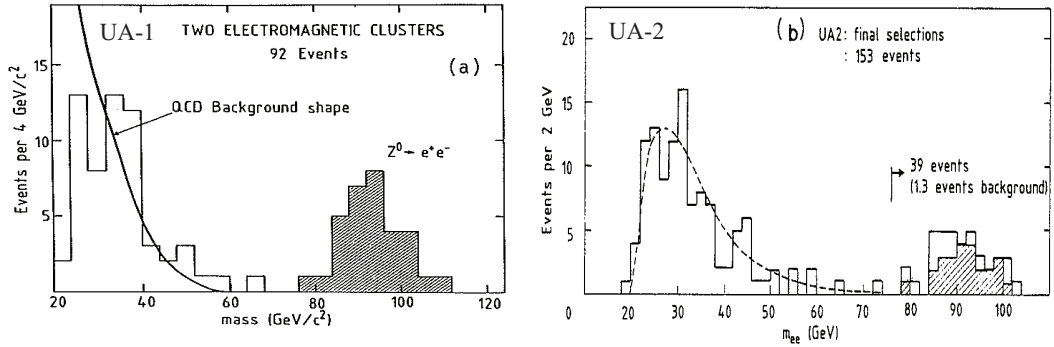


FIG. 1.5: Spectre de masse invariante diélectrons aux expériences UA-1 [16] et UA-2 [17] montrant la résonance du Z autour de 90 GeV.

également été confirmés par des analyses similaires dans le canal muonique [16, 17]

⁴On définit la masse invariante de deux particules de quadrivecteurs P_1 et P_2 comme $M_{p_1 p_2}^2 = (P_1 + P_2)^2$. Dans un processus $A \rightarrow p_1 p_2$, la conservation de l'énergie implique : $M_A = M_{p_1 p_2}$.

Mais en se touchant le crâne, en criant " J'ai trouvé "
La bande au professeur Nimbus est arrivée
Qui s'est mise à frapper les cieux d'alignement,
Chasser les Dieux du Firmament ...

Georges Brassens, "*Le grand Pan*".

2

Les bosons lourds au delà du modèle standard

2.1 Au-delà du modèle standard

Le modèle standard connu depuis les années 70 a été confronté à un grand nombre d'expériences, qui ont pour la plupart confirmé sa validité, voire ses prédictions. La figure 2.1 confronte les mesures de précision effectuées au LEP et au TeVatron aux ajustements théoriques obtenus avec le MS. La déviation relative entre les mesures et les valeurs ajustées est systématiquement inférieure à 3σ . Ceci illustre le pouvoir de prédiction et l'efficacité du MS pour décrire la physique des particules que nous sommes capables de sonder actuellement auprès des collisionneurs. Cependant, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental, le MS suscite un certain nombre d'interrogations qui ne sont pas satisfaisantes. Ceci oblige les physiciens à développer de nouvelles théories pour rendre compte des observations et faire ainsi progresser notre compréhension de la physique fondamentale. Parallèlement, les expérimentateurs utilisent des outils de plus en plus puissants (tel que le LHC) pour sonder la nature à des échelles encore inconnues afin de contraindre les modèles théoriques.

2.1.1 Les insuffisances du modèle standard

Les difficultés du MS peuvent être classées en deux catégories. Les questions ouvertes pour lesquelles le MS n'apporte pas de solutions forment la première, on y trouve :

- **Les neutrinos massifs** : en 2002, l'expérience Super-Kamiokande a reçu un prix Nobel pour ses travaux sur les oscillations de neutrinos réalisées en 1998. Les ré-

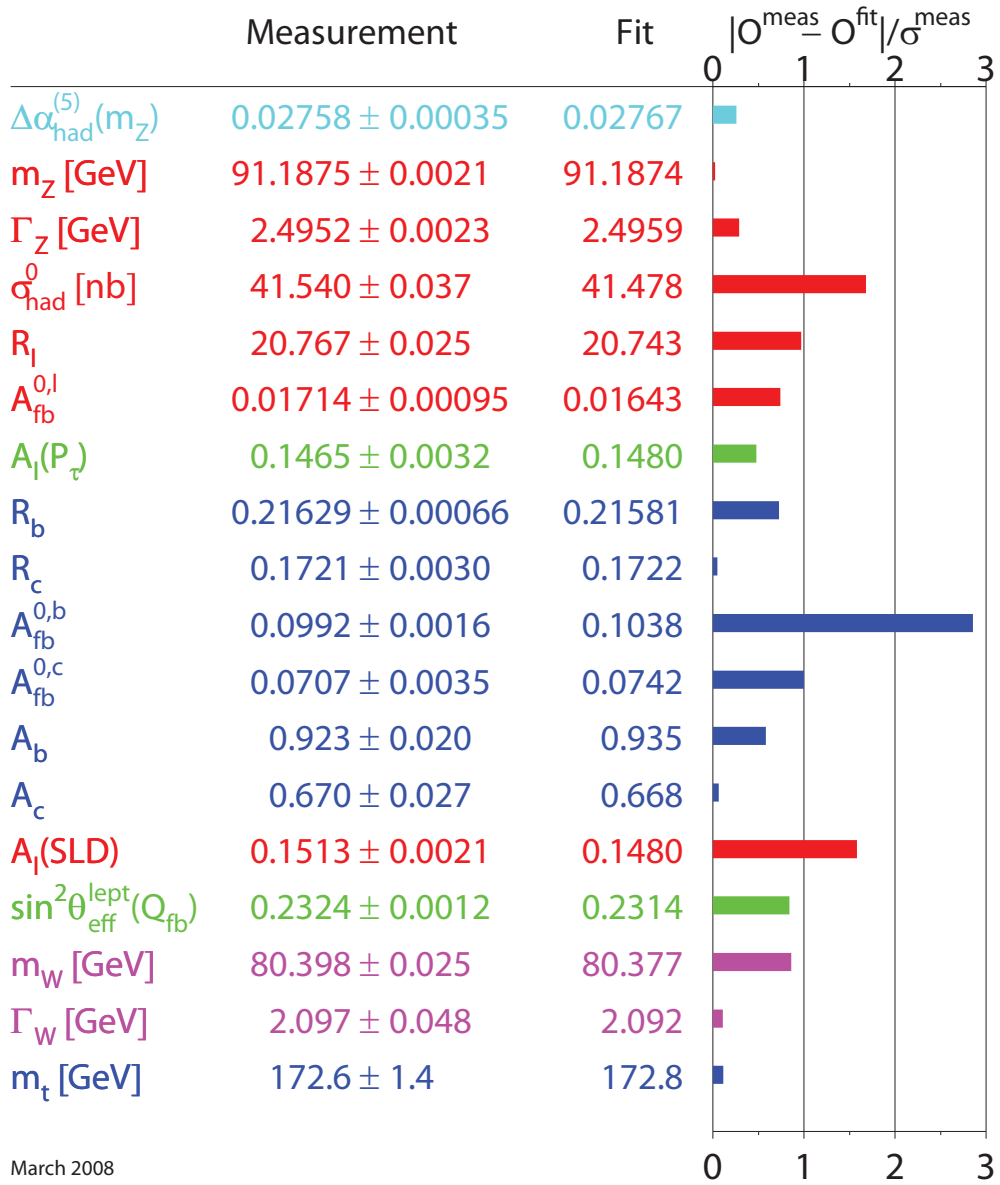


FIG. 2.1: Déviations relatives entre les ajustements électrofaible obtenus avec le MS et les mesures expérimentales. Les mesures électrofaibles concernant le pic du Z proviennent de SLD, LEP1 ainsi que des mesures de LEP2 et TeVatron [11].

sultats de cette expérience montrent que les neutrinos oscillent d'une famille à l'autre [18]. Cela indique que la matrice de masse PMNS (voir §1.2.3) possède des termes non diagonaux importants et que les neutrinos possèdent une masse différente pour chaque famille alors qu'ils sont tous de masse nulle dans le MS.

- **La matière noire** : les résultats des observations cosmologiques montrent qu'il existe une forme de matière qui ne correspond pas à la matière baryonique usuelle du MS. La physique des particules tente de résoudre cette énigme en proposant, dans des modèles exotiques, des particules lourdes qui interagissent peu (WIMP pour Weakly Interactive Massive Particles) comme candidat à la matière noire. Ces WIMP peuvent être des particules SUSY ou encore des excitations de Kaluza-Klein (voir §2.2).
- **La gravitation** : l'expérience Granit a découvert en 2002 des niveaux quantiques gravitationnels en étudiant l'énergie de neutrons dans le champ de pesanteur [19]. Or le MS ne contient aucune description de la gravitation à petite échelle. La meilleure théorie gravitationnelle actuelle est la relativité générale qui n'est valable qu'à grande échelle et ne prévoit aucun aspect quantique de la gravitation.
- **La baryogénèse** : L'asymétrie matière anti-matière que nous observons actuellement n'est pas expliquée.

La seconde catégorie contient les difficultés auxquelles sont apportées des solutions *ad hoc* qui n'ont pas de réelle justification :

- **Le mécanisme de Higgs** : l'introduction du champ de Higgs et la forme du potentiel sont complètement *ad hoc* et n'ont pour justification que leur relative efficacité.
- **Le problème de la hiérarchie** : les corrections radiatives à la masse du Higgs divergent quadratiquement et peuvent dépasser de plusieurs ordres de grandeur la masse calculée au premier ordre. Toutefois, un ajustement fin des paramètres du MS permet de faire disparaître ces divergences mais cela ne constitue pas une solution satisfaisante.
- **La hiérarchie des masses de fermions** : les couplages de Yukawa sont des paramètres libres du MS. Les mesures des masses de fermions leur imposent des valeurs s'étalant sur plusieurs ordres de grandeurs.
- **Le nombre de familles** et l'arrangement des fermions dans les multiplets de $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ ou $U(1)_Y$ n'est pas expliqué.
- **La quantification de la charge électrique** : les rapports $\frac{2}{3}$ et $-\frac{1}{3}$ pour la charge de quarks de type *up* et *down* sont contraints à 10^{-21} près par la physique des neutrons. Ils sont cependant mis à la main dans le MS et n'ont aucune justification.
- **La violation de la symétrie CP dans l'interaction forte** : la description de la violation de CP dans l'interaction forte se fait *via* l'ajustement d'un paramètre *ad-hoc* θ_{QCD} .

- **Un grand nombre de paramètres libres :** à l'instar des problèmes mentionnés ci-dessus, une partie de la cohérence du MS vient de l'ajustement de ses nombreux paramètres (sans toutefois pouvoir les prédire). Ainsi, les 3 constantes de couplages g_s , g et g' (§ 1.1.3), les 2 paramètres λ et μ du potentiel de Higgs (§ 1.2.1), les 9 couplages de Yukawa (§ 1.2.2), et les 4 paramètres de la matrice CKM (§ 1.2.3) forment, avec l'angle θ_{QCD} , les 19 paramètres libres du MS.

2.1.2 Les extensions du MS

Il existe un foisonnement de théories au-delà du MS qui tentent de solutionner une ou plusieurs des difficultés mentionnées ci-dessus. Citer toutes les théories et leur différentes variantes serait fastidieux et cela nous éloignerait du sujet de ce chapitre. Nous nous limiterons donc à une liste non exhaustive d'extensions qui introduisent de nouveaux bosons massifs.

- La plus célèbre de ces extensions est sans doute la **Supersymétrie** (SUSY) qui introduit une nouvelle symétrie entre les bosons et les fermions. Cette théorie prédit alors de nouveaux bosons neutres. Cependant, pour être observé dans un canal dilepton, le boson doit se désintégrer en deux particules du MS et ceci est interdit dans les théories supersymétriques avec R-parité conservée. Le processus $q\bar{q} \rightarrow \text{Boson} \rightarrow e^+e^-$ est toutefois permis dans les théories avec R-parité violée mais est cependant fortement supprimé du fait que deux vertex ($q\bar{q} \rightarrow \text{Boson}$ et $\text{Boson} \rightarrow e^+e^-$) violent la R-parité [20]. Dans la suite de cette thèse nous considérerons qu'aucun Z' ne provient de théories supersymétriques.
- On trouve également des théories supposant que les fermions du MS ne sont pas des particules élémentaires et qu'ils possèdent une sous-structure. Les détails de ces théories, appelées théories composites, pourront être trouvés dans [21, 22, 23].
- Il existe également des théories de **brisure dynamique de la symétrie électrofaible** comme la technicouleur qui introduit une nouvelle interaction non abélienne inspirée de la QCD. Les particules du MS peuvent alors posséder une charge sous cette nouvelle interaction et le champ de Higgs apparait comme un état lié (par cette nouvelle interaction) de deux fermions : un techni-pion. On parle alors de brisure dynamique de la symétrie électrofaible. D'autres états liés analogues à ceux de la QCD peuvent également être formés (voir § 1.1.3) et ces théories prédisent l'existence de résonances telles que les techni-mesons ou techni-baryons qui peuvent décroître, selon les modèles, en fermions du MS. Il existe actuellement plusieurs études de ce type de modèle comme par exemple la décroissance des nouveaux bosons lourds tels que les techni- ρ ou les techni- ω en électrons.
- Certaines théories prévoient l'existence de **dimensions spatiales supplémentaires** : ces nouvelles dimensions sont supposées compactes (voir §2.2) de sorte qu'elles ne sont pas visibles avec les expériences actuelles. Due à cette compactification, l'impulsion des particules qui accèdent à ces dimensions supplémentaires est quantifiée et ces états quantiques apparaissent dans notre espace à quatre di-

mensions comme des particules distinctes. Ainsi l'état fondamental correspond à la particule du MS, et les états excités à de nouvelles particules dites de Kaluza-Klein (voir § 2.2). Les modèles où les champs de jauge γ , Z et W se propagent dans les dimensions supplémentaires introduisent une infinité de nouvelles résonances appelées $\gamma^{(n)}$, $Z^{(n)}$ et $W^{(n)}$. Dans certains cas, ces nouvelles résonances peuvent se désintégrer en fermions du MS, ce qui permet des études du type $q\bar{q} \rightarrow \gamma^{(n)}/Z^{(n)} \rightarrow l^+l^-$ au LHC lorsque la masse des bosons $\gamma^{(n)}/Z^{(n)}$ est de l'ordre du TeV.

- D'autres théories, appelées **théories de grande unification**, proposent de décrire les forces fondamentales en s'appuyant sur un unique groupe de jauge tel que $SU(5)$, $SO(10)$ ou encore E_6 (voir §2.3). La brisure de cette symétrie fait alors intervenir le groupe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ du MS ainsi que d'autres groupes de jauge, généralement des groupes $SU(2)$ ou $U(1)$ supplémentaires. Ces groupes additionnels sont interprétés comme de nouvelles symétries (par exemple une symétrie entre les fermions gauches et droits *via* un groupe $SU(2)_R$) auxquelles correspondent de nouvelles interactions véhiculées par de nouveaux bosons de jauge appelés Z' ou W' par analogie avec les champs de jauge du MS. Les fermions du MS sont généralement chargés sous cette nouvelle interaction et les processus $q\bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow l^+l^-$ ou $q\bar{q} \rightarrow W' \rightarrow \nu l$ sont généralement possibles et activement recherchés au LHC.
- De manière analogue au cas des modèles de grandes unification, certaines théories telles que les théories sans boson de Higgs (dites *Higgsless*) ou des théories justifiant un boson de Higgs léger (dites *little Higgs*) supposent l'existence de groupes de symétrie additionnels qui peuvent motiver l'existence de nouveaux bosons de type Z' ou W' .

La physique expérimentale s'efforce de contraindre les théories au-delà du modèle standard mais il est possible d'en construire un très grand nombre qui, généralement, composent avec plusieurs des possibilités mentionnées ci-dessus. On peut par exemple faire varier le nombre, la taille, la forme des dimensions supplémentaires, ajouter des groupes de jauge, des particules, ou encore des symétries telle que la SUSY. La liste des modèles respectant les contraintes actuelles est longue et l'un des buts du LHC est de découvrir la physique à plus haute énergie pour apporter de nouvelles contraintes expérimentales à ces nouvelles théories.

À l'instar des théories qui les prédisent, il existe énormément de nouveaux bosons neutres qui peuvent décroître en fermions du MS. Nous nous sommes principalement intéressés à ceux provenant de nouveaux groupes de jauge ou de dimensions supplémentaires. Cependant, même en se restreignant à ces deux types de théorie, il est impossible de dresser une liste exhaustive des différents modèles et variantes. Nous nous contenterons donc, dans les sections suivantes, d'exemples usuels pour illustrer les principaux mécanismes sans entrer dans des explications spécifiques.

Fort de cette remarque, une partie du travail présenté dans cette thèse a consisté à élaborer des outils d'analyse de Z' indépendamment du cadre théorique dont ils sont issus. Ces outils nous ont alors permis d'estimer le potentiel de découverte (voir § 8.3) ou encore de proposer une méthode pour rechercher un Z' dans les données expérimentales

(voir § 9.1).

2.2 Les nouveaux bosons de jauge provenant de dimensions supplémentaires

L'idée d'ajouter des dimensions spatiales supplémentaires date des années 1920. À cette époque T. Kaluza et O. Klein tentent d'unifier la gravitation et l'électromagnétisme en postulant un espace-temps possédant une cinquième dimension spatiale [24, 25]. Leurs travaux ont ensuite été laissés à l'abandon jusque dans les années 1990 où des modèles possédant des dimensions supplémentaires ont été développés afin de répondre aux problèmes mentionnés au paragraphe 2.1.1, en particulier celui de la hiérarchie entre l'échelle de Planck ($M_{pl} \approx 10^{19}$ GeV) et l'échelle électrofaible ($M_Z \approx 10^2$ GeV).

Dans les théories avec dimensions supplémentaires, la terminologie *bulk* désigne l'espace "total" à $N > 4$ dimensions et l'espace usuel à $3 + 1$ dimensions est appelé *brane*. Il existe principalement deux types de modèles (Arkani-Hamed-Dimopoulos-Dvali (voir §2.2.2) ou Randall-Sundrum (voir §2.2.3)) qui font tous deux intervenir des dimensions supplémentaires compactes, ce qui entraîne la quantification de l'impulsion des particules se propageant dans le *bulk*.

2.2.1 Dimensions compactes et tours de Kaluza-Klein

La quantification de l'impulsion d'une particule selon une dimension supplémentaire fait apparaître des niveaux d'énergie appelés résonances de Kaluza-Klein (KK). Dans le cas simple d'une particule scalaire de masse m , représentée par la fonction d'onde $\Phi(x)$, son évolution est décrite en 4 dimensions par l'équation de Klein-Gordon :

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2) \Phi(x) = 0 \quad (2.1)$$

Si l'on ajoute une dimension supplémentaire spatiale dont la coordonnée est notée y , la propagation de la particule est alors décrite par l'équation :

$$(\partial_\mu \partial^\mu - \partial_y^2 + m^2) \Phi(x, y) = 0 \quad (2.2)$$

Si l'on suppose que cette cinquième dimension est enroulée sur un cercle de rayon R , la fonction d'onde $\Phi(x, y)$ devient $2\pi R$ -périodique dans la coordonnée y . On peut alors procéder à un développement en série de Fourier, appelé *développement de Kaluza-Klein* :

$$\Phi(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Phi_n(x) e^{iny/R} \quad (2.3)$$

Le n -ième terme de cette décomposition décrit une particule qui se propage avec une impulsion quantifiée $p_n = n/R$ dans la cinquième dimension. Ce mode $\Phi_n(x)$ vérifie alors une équation de Klein-Gordon en quatre dimensions :

$$\left(\partial_\mu \partial^\mu + m^2 + \left(\frac{n}{R} \right)^2 \right) \Phi_n(x) = 0 \quad (2.4)$$

et apparaît dans notre espace à quatre dimensions comme une nouvelle particule de masse :

$$m_n = \sqrt{m^2 + \left(\frac{n}{R} \right)^2} \quad (2.5)$$

Le mode $n = 0$ décrit la particule MS à laquelle il correspond une infinité d'excitations : c'est ce que l'on appelle la *tour de Kaluza-Klein*. Plus généralement, il existe une tour à chaque particule se propageant dans le *bulk*.

On constate que les modes non fondamentaux ($n \neq 0$) possèdent une masse non nulle ($m_n \neq 0$) même si la masse de la particule du MS est nulle ($m = 0$). Cette propriété est utilisée dans certaines théories pour donner de la masse aux fermions ou pour briser la symétrie électrofaible sans utiliser le mécanisme de Higgs [26, 27, 28].

Ces excitations de Kaluza-Klein sont activement recherchées par les expériences actuelles dans le but de contraindre les modèles faisant intervenir des dimensions supplémentaires.

Ce cas d'école illustre le mécanisme qui fait acquérir de la masse aux excitations des particules du MS mais il est important de noter que le spectre de masse peut être différent de (2.5) : il dépend du nombre et de la forme des dimensions supplémentaires ainsi que la métrique de la théorie. La forme de ce spectre contient alors des informations intéressantes telles que la taille ou le rayon des dimensions supplémentaires renseignant ainsi sur la théorie sous-jacente.

2.2.2 Les modèles de type Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali

Le modèle original de N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos et G.R. Dvali (ADD) [29] a été motivé par le problème de la hiérarchie. Il possède $D = 4 + \delta$ dimensions, et les δ dimensions spatiales supplémentaires sont uniquement accessibles à la gravité. Ces δ dimensions sont de géométrie plate, c'est-à-dire que la métrique qui leur est associée est la métrique de Minkowski :

$$ds^2 = \underbrace{\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu}_{3+1 \text{ dimensions usuelles}} + \underbrace{h_{ij}(y) dy^i dy^j}_{\text{dimensions supplémentaires}} \quad \text{avec } i, j = 1, 2, \dots, \delta \quad (2.6)$$

où x représente les 3+1 coordonnées usuelles et y les coordonnées des dimensions supplémentaires. La partie correspondant aux coordonnées x ne dépend pas des coordonnées

supplémentaires y , on dit que la métrique est factorisable.

Pour le cas usuel où $h_{ij} = \delta_{ij}$, en comparant l'équation (2.6) avec la métrique standard à 4 dimensions, on obtient une relation entre l'échelle de Planck (M_D) de la théorie à D dimensions et l'échelle de Planck effective (M_{pl}) dans notre espace à 3+1 dimensions :

$$M_{pl}^2 = M_D^{2+\delta} V_\delta \quad (2.7)$$

où $V_\delta = (2\pi R)^\delta$ si l'on considère δ dimensions supplémentaires compactifiées sur des cercles de rayons R . On obtient ainsi la taille des dimensions supplémentaires :

$$R = \frac{1}{2\pi M_D} \left(\frac{M_{pl}}{M_D} \right)^{\frac{2}{\delta}} \quad (2.8)$$

Il est alors possible en ajustant le rayon des dimensions d'attribuer une valeur "raisonnable" à la masse de Planck de la théorie (M_D) alors que l'échelle effective (M_{pl}) que nous percevons dans notre espace 4D est gigantesque. On solutionne ainsi le problème de la hiérarchie en ramenant l'échelle de Planck fondamentale à l'échelle électrofaible ($M_Z \sim M_D \sim 1$ TeV). En fonction du nombre de dimensions supplémentaires, leur rayon prend alors les valeurs présentées dans le tableau 2.1.

δ	1	2	3	4	5	6
R en m	1.8×10^{11}	8×10^{-5}	6×10^{-10}	1.5×10^{-12}	4.5×10^{-14}	4.2×10^{-15}
	Exclu		R très petit			

TAB. 2.1: Taille des dimensions supplémentaires pour $M_D \sim 1$ TeV

On peut imaginer ce phénomène en considérant que nous ne percevons (dans notre espace à 4 dimensions) qu'une composante de la gravitation qui nous apparaît réduite par rapport aux autres forces qui sont appréhendées dans leur totalité. Notons toutefois que cette solution n'est pas très satisfaisante car elle ne fait que déplacer le problème de la hiérarchie de la masse de Planck vers une hiérarchie de la taille des dimensions. Les collisionneurs contraignent ce type de modèle en recherchant des événements avec énergie manquante, celle-ci étant associée au graviton qui "disparaît" dans le *bulk*.

Il existe d'autres modèles de ce type dans lesquels les bosons de jauge peuvent également se propager dans le *bulk*. Ils permettent par exemple d'expliquer l'unification des couplages de jauge [30, 31] mais sont fortement contraints par les mesures de précision électrofaible. Dans le cas où les bosons γ , Z et W se propagent dans le *bulk*, ces modèles prédisent des excitations de KK notées $\gamma^{(n)}$, $Z^{(n)}$ et $W^{(n)}$, $n = 1, 2, \dots$. Les premiers états excités ($n = 1$) (souvent notés γ' , Z' et W') peuvent avoir une masse de l'ordre du TeV et pourraient être produits et observés au LHC.

Dans le cas où le *bulk* est en plus accessible aux fermions, on parle de modèle de dimensions supplémentaires universelles (UED) car tous les champs du MS se propagent dans toutes les dimensions. Le *bulk* est alors uniforme et il n'existe plus de brane de référence. On montre dans ce cas que la conservation de l'impulsion à D dimensions mène à une symétrie discrète appelée KK-parité, similaire à la R-parité en Supersymétrie.

Dans ces modèles UED, les excitations de KK ne peuvent alors être produites que par paires, elles n'interviennent donc pas dans le processus $q\bar{q} \rightarrow Z'$. Notons toutefois que cette symétrie impose la stabilité de l'état de KK le plus léger qui devient alors un bon candidat pour la matière noire. Du fait que les bosons Z et W^\pm se propagent dans le *bulk*, ce type de modèles sont sujet à de très forte contrainte obtenue à partir des mesures de précisions électrofaible ; le rayon de compactification des dimensions supplémentaires est alors très petit. Le LHC devrait toutefois être sensible à certaines corrections dues aux boucles de particule de KK et devrait être capable de confirmer ou d'infirmer ce scénario.

2.2.3 Les modèles de type Randall-Sundrum

À la fin des années 90, L. Randall et R. Sundrum (RS) [32] proposent un nouveau type de modèle utilisant une seule dimension spatiale supplémentaire uniquement accessible à la gravité afin de répondre autrement au problème de la hiérarchie.

À l'instar des modèles de type ADD, la dimension supplémentaire est compacte ; il en résulte une tour de KK pour chaque particule s'y propageant. La cinquième dimension est compactifiée en S^1/Z_2 , cette compactification correspond à projeter un cercle de rayon r_c sur un segment, puis à identifier (sur ce segment) les points correspondant à des points diamétralement opposés sur le cercle. On forme le *bulk* (à 5 dimensions) de ce type de modèle en bordant ce segment par deux espaces à 3+1 dimensions appelés communément la *brane de Plank* et la *brane du TeV*. Dans le modèle original, les champs du MS (excepté le graviton) sont confinés sur la brane du TeV qui correspond à notre espace à 4 dimensions usuel. L'originalité de ce modèle réside dans l'utilisation d'une métrique dite "*gauchie*" :

$$ds^2 = e^{-2k|y|} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2 = e^{-2kr_c\Phi} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\Phi^2 \quad (2.9)$$

où x^μ représente les coordonnées à 4 dimensions habituelles, $y = r_c\Phi$ avec $0 \leq \Phi \leq \pi$ la coordonnée de la dimension supplémentaire dont la taille est fixée par le rayon de compactification r_c et k est le rayon de courbure de l'espace. Cette métrique (2.9) modifie la métrique de Minkowski par le facteur $e^{-2kr_c\Phi}$ et n'est pas factorisable puisque la métrique à 4 dimensions dépend de la cinquième coordonnée. L'espace N dimensionnel de ce type de modèle peut alors se représenter comme l'illustre la figure 2.2.

En écrivant l'action de Einstein-Hilbert à 5 dimensions, on déduit la relation entre

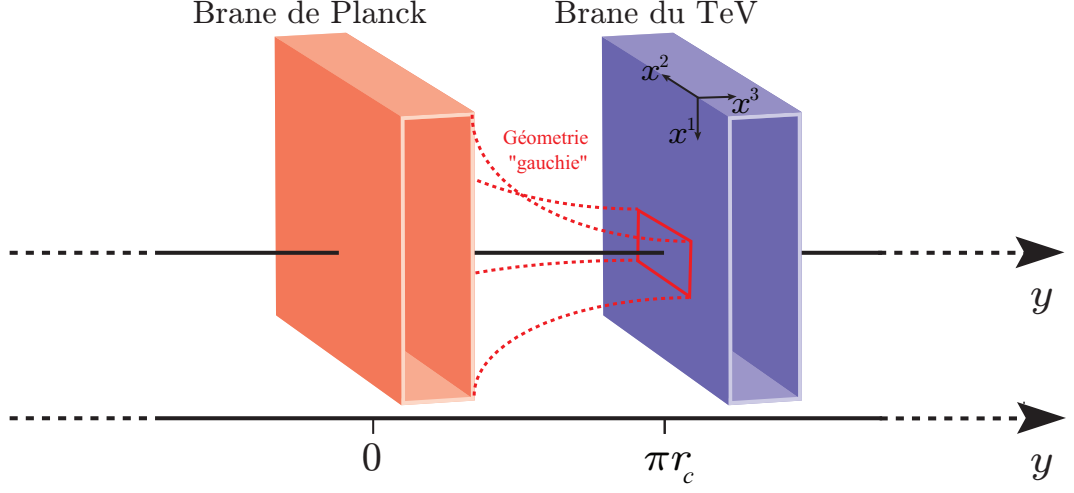


FIG. 2.2: Représentation du bulk dans les théories de dimension supplémentaire de type RS.

l'échelle de Planck effective M_{pl} et l'échelle de Planck de la théorie à 5 dimensions M_D :

$$M_{pl}^2 = M_D^3 r_c \int_0^\pi e^{-2kr_c\phi} d\phi = \frac{M_D^3}{2k} (1 - e^{-2k\pi r_c}) \quad (2.10)$$

Il est intéressant de voir que pour des dimensions suffisamment grandes (r_c suffisamment grand), $k \sim M_D \sim M_{pl}$ et M_{pl} ne dépend plus de r_c . L'équation (2.10) devient alors comparable à (2.7) pour une seule dimension supplémentaire de rayon $1/k$. Notons toutefois que le principe de base est différent de celui des modèles ADD. En effet dans les modèles RS, l'échelle d'énergie de la théorie à 5 dimensions est très grande ($M_D \sim M_{pl}$) mais il existe un mécanisme (*via* le facteur exponentiel de la métrique) qui permet de réduire les masses apparaissant sur la brane du TeV d'un facteur $e^{-\pi k r_c}$:

$$M_{\text{Brane du TeV}} = M_{\text{Brane de Planck}} \times e^{-\pi k r_c} \quad (2.11)$$

Il est alors possible, en considérant un rayon de compactification de l'ordre de $k \times r_c \approx 12$, qu'aucune masse n'apparaisse très supérieure à 1 TeV sur la brane du TeV ($M_{\text{Brane du TeV}} \sim 1 \text{ TeV}$) alors qu'elles peuvent prendre des valeurs de l'ordre de M_D sur la brane de Planck ($M_{\text{Brane de Planck}} \sim M_D$). Ceci fournit une nouvelle explication au problème de la hiérarchie. Ce type de modèle postulant un *bulk* à deux branes, l'une visible (brane du TeV) et l'autre cachée (brane de Planck) est communément appelé RSI.

Une variante intéressante de ce type de modèle est appelée RSII [33] que nous ne présenterons pas ici, dans lequel la brane de Planck est repoussée à l'infini.

2.2.4 Le modèle de type Randall-Sundrum avec matière dans le *bulk* (RSBM)

Pour les analyses physiques des modèles de dimensions supplémentaires (voir § 8.1), nous nous sommes focalisés sur différents points de l'espace des paramètres d'un modèle particulier de type RS. Dans ce modèle, tous les champs (champs de jauge et champs de matière) sont libres de se propager dans le *bulk* et les fermions possèdent une localisation particulière selon la cinquième dimension. Ceci permet d'appréhender le problème de la hiérarchie de masse des fermions sous un autre angle.

Ce modèle de type RS possède une métrique analogue à celle présentée par l'équation (2.9) et le paramètre $k \times r_c = 10.11$. Le *bulk* est accessible à tous les champs de la théorie à l'exception du champ de Higgs qui reste confiné sur la brane du TeV. Il apparaît donc un grand nombre de tours de KK dont une en particulier pour les bosons Z et γ . Le nouveau boson de jauge auquel nous nous intéressons est alors la première excitation dégénérée du Z et du γ , notée Z' . En plus de se propager dans le *bulk*, les fermions possèdent une localisation particulière le long de la cinquième dimension. La décomposition de Kaluza-Klein de la fonction d'onde à 5 dimensions d'un fermion i s'écrit [34] :

$$\Psi_i(x^\mu, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi r_c}} \sum_{n=0}^{\infty} \psi_i^{(n)}(x^\mu) f_n^i(y) \quad (2.12)$$

La localisation du mode $\psi_i^{(0)}$ (particule MS) correspond à $f_0^i(y) \propto e^{(2-c_i)k|y|}$ et ne dépend que d'un paramètre (par fermion) c_i . Ceci permet alors une nouvelle interprétation de la hiérarchie de masse des fermions. En effet, le champ de Higgs étant confiné sur la brane du TeV, les fermions lourds (c_i petit) seront plutôt localisés vers la brane du TeV et les fermions légers (c_i grand) plutôt vers la brane de Planck. Notons également que si l'on impose une parité KK, alors l'état de KK le plus léger est stable et il devient un candidat intéressant pour la matière noire. Plus de détails concernant les mécanismes de localisation et de compactification de ce modèle pourront être trouvés dans l'article original [34].

Les principaux paramètres de ce modèle sont : le rayon de la dimension supplémentaire, le facteur de *warp* k et les paramètres c_i définissant la localisation des fermions le long de la cinquième dimension. L'ensemble de ces paramètres forme un espace relativement grand et nous nous sommes limités à l'étude de différents points (voir annexe A) non encore exclus par les contraintes phénoménologiques actuelles telles que :

- la masse et les angles de mélange des fermions du MS,
- l'absence de changement de saveur induits par courant neutre,
- les mesures de précision électrofaibles (mélange entre les bosons du MS et leurs excitations de KK).

2.3 Les nouveaux bosons de jauge provenant de modèles de grande unification

Comme on peut le voir sur la figure 1.3, les constantes de couplage des trois forces décrites par le modèle standard prennent des valeurs similaires pour des énergies de l'ordre de 10^{14} GeV. Cette observation semble indiquer que ces forces fondamentales pourraient avoir une origine commune et pourraient être décrites par une seule et unique théorie de jauge. C'est l'idée de base des modèles de grande unification (GUT pour *Grand Unified Theories*) qui postulent l'existence d'un groupe de symétrie unique G , plus grand et contenant le groupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ nécessaire pour se raccrocher au modèle standard actuel bien vérifié. Ce type de modèle est également utilisé pour répondre à certaines autres interrogations du MS : par exemple, la classification des fermions dans les multiplets du groupe d'unification (G) peut apporter des éléments de réponse à la structure en trois familles du MS.

Le groupe G est alors utilisé pour décrire la physique à haute énergie. À plus basse énergie (en deça de l'énergie de grande unification $\sim 10^{14}$ GeV), il se brise pour redonner le MS qui est très bien vérifié aux énergies accessibles aux collisionneurs actuels. En fonction du groupe considéré et du schéma de brisure, il se peut que d'autres groupes de symétrie tels que des $U(1)$ ou des $SU(2)$ subsistent à plus basse énergie. Ces nouveaux groupes de symétrie décrivent de nouvelles interactions de jauge, interactions véhiculées par de nouveaux bosons de jauge.

Ces bosons de jauge supplémentaires acquièrent des masses de l'ordre de l'échelle de brisure lorsque ces nouveaux groupes se brisent *via* un mécanisme similaire au mécanisme de Higgs qui brise $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$.

Ces interactions supplémentaires sont caractérisées par :

- **L'échelle de brisure** de symétrie des sous-groupes supplémentaires : elle est généralement de l'ordre du TeV (sans réelle motivation sauf dans les théories SUSY). Elle fixe l'ordre de grandeur de la masse des bosons de jauge.
- **La force du couplage** qui est généralement du même ordre que le couplage de $SU(2)_L$.
- **Les charges des différents fermions** sous cette nouvelle interaction et leur description dans les différentes représentations du groupe.

De manière générale ces nouveaux bosons de jauge se couplent aux particules du MS et pourront (en fonction de leur masse) être produits et observés au LHC. Notons toutefois que ce genre de théorie implique souvent l'existence de nouveaux champs fermioniques de façon à annuler certaines anomalies (voir § 4.1.2). Ces nouveaux fermions ou bosons introduisent alors de nouveaux couplages tels que des couplages entre quarks et leptons. Ces interactions prédisent souvent une désintégration du proton. Ceci est l'une des plus fortes contraintes pour ce genre de modèles.

Nous ne rentrerons pas plus dans les détails de la fabrication des modèles de GUT, nous nous contenterons de présenter les principaux modèles utilisés avant de s'intéresser

aux déviations du MS induites par un groupe $U(1)$ supplémentaire.

2.3.1 Les modèles usuels

Le groupe de grande unification G doit répondre à plusieurs critères. D'abord, il doit contenir le groupe $G_{\text{MS}} = SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ du MS de sorte à conserver ses excellentes prédictions une fois la symétrie brisée : le rang de G doit alors être au moins supérieur à 4. Le groupe doit également admettre des représentations complexes afin de permettre la violation de conjugaison de charge observée dans les processus faibles et permise par le MS. Le premier modèle de grande unification était basé sur le groupe $SU(5)$ qui contient exactement le groupe du MS. Bien que la valeur de l'angle de mélange θ_w prédite par ce modèle n'est pas compatible avec les mesures électrofaibles, il reste un cas d'école intéressant que l'on retrouve dans les GUT actuelles basé sur des groupes plus grands tels que $SO(10)$ ou E_6 qui contiennent $SU(5)$. Il est important de noter que dans certains cas ces théories peuvent être couplées à une théorie supersymétrique.

Le groupe $SU(5)$

$SU(5)$ est le plus petit groupe de rang 4 qui, en se brisant, redonne exactement le groupe du MS $SU(5) \rightarrow G_{\text{MS}}$ [35]. Il possède 24 générateurs (notés E_a) auxquels seront associés les 8 gluons, les 3 Z, W^\pm et le photon du MS, ainsi que 12 nouveaux bosons de jauge. Ces 24 bosons de jauge A_μ^i ($i = 1..24$) se représentent sous la forme d'une matrice 5×5 et l'opérateur qui leur est associé s'écrit avec la représentation adjointe de $SU(5)$:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \sum_{a=1}^{24} A_\mu^a E_a &= \frac{1}{2} \left[\underbrace{\sum_{a=1}^8 G_\mu^a E_a}_{8 \text{ Gluons}} + \underbrace{\sum_{a=9}^{20} A_\mu^a E_a}_{12 \text{ nouveaux bosons}} + \underbrace{\sum_{a=21}^{23} A_\mu^a E_a}_{3 \text{ bosons } SU(2)} + \underbrace{B_\mu E_{24}}_{1 \text{ boson } U(1)} \right] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\begin{array}{ccc|cc} \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_a G_\mu^a \lambda_a & X_{1\mu}^C & Y_{1\mu}^C \\ & X_{2\mu}^C & Y_{2\mu}^C \\ & X_{3\mu}^C & Y_{3\mu}^C \\ \hline X_{1\mu} & X_{2\mu} & X_{3\mu} & \frac{W_\mu^3}{\sqrt{2}} & W_\mu^+ \\ Y_{1\mu} & Y_{2\mu} & Y_{3\mu} & W_\mu^- & -\frac{W_\mu^3}{\sqrt{2}} \end{array} \right) + \frac{B_\mu}{2\sqrt{15}} \begin{pmatrix} -2 & & & & \\ & -2 & & & \\ & & -2 & & \\ & & & -2 & \\ & & & & 3 \\ & & & & & 3 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Dans cette équation, les λ_a sont les matrices de Gell-Mann (générateurs de $SU(3)$) et les 8 gluons sont représentés par les champs G_μ^a . On retrouve également les bosons γ, Z, W^\pm du groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ du MS défini par (1.12) et (1.13). Les bosons X_μ, Y_μ ainsi que leur conjugaison de charge n'existent pas dans le MS et induisent de nouvelles interactions dans cette théorie $SU(5)$. Ils acquièrent une masse de l'ordre de l'échelle de grande unification lors de la brisure $SU(5) \rightarrow G_{\text{MS}}$.

Les fermions sont organisés en utilisant deux représentations fondamentales du groupe $SU(5)$:

$$\mathbf{5}^* = \begin{pmatrix} d_1^C \\ d_2^C \\ d_3^C \\ e^- \\ -\nu_e \end{pmatrix}_L ; \mathbf{10} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & u_3^C & -u_2^C & -u_1 & -d_1 \\ -u_3^C & 0 & u_1^C & -u_2 & -d_2 \\ u_2^C & -u_1^C & 0 & -u_3 & -d_3 \\ u_1 & u_2 & u_3 & 0 & -e^+ \\ d_1 & d_2 & d_3 & e^+ & 0 \end{pmatrix}_L \quad (2.14)$$

Les parties droites (R) étant associées aux multiplets $\mathbf{5}$ et $\mathbf{10}^*$.

On retrouve alors dans le lagrangien d'interaction des couplages similaires à ceux du MS ainsi que ceux induits par les nouveaux bosons X_μ, Y_μ . On trouve par exemple des couplages entre les quarks et les leptons (leptoquarks) qui vont permettre la désintégration des hadrons. C'est l'un des principaux points faibles de ce modèle de grande unification : il prédit une durée de vie du proton de l'ordre de $\tau \sim 10^{28}$ ans, plusieurs ordres de grandeur en-dessous de la limite obtenue par l'expérience KamioKande en 1999 [36] qui a mesuré $\tau_p > 10^{30}$ ans. Les récentes expériences de neutrinos infirment également ce modèle : en effet, la découverte des oscillations de neutrinos implique des neutrinos massifs, ce qui indique l'existence des neutrinos droits. Or, on voit dans (2.14) que ces neutrinos droits n'ont pas leur place dans cette théorie $SU(5)$. Il est alors nécessaire d'utiliser un groupe de grande unification différent si l'on souhaite tenir compte des neutrinos massifs. Ce modèle prédit également la valeur de l'angle de mélange $\sin^2 \theta_w = 3/8 = 0.375$ (à l'échelle de grande unification) et il est nécessaire de considérer un modèle d'unification supersymétrique pour que cette prédiction devienne compatible avec les résultats expérimentaux.

Le groupe $SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi$

Une extension intéressante de la théorie $SU(5)$ est basée sur le groupe $SO(10)$ [37, 38]. Ce groupe de rang 5 peut se briser comme $SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \rightarrow G_{MS} \times U(1)_\chi \rightarrow G_{MS}$ et admet des représentations fondamentales qui permettent de tenir compte des neutrinos droits. Les 45 générateurs de $SO(10)$ vont donner les 12 bosons usuels du MS, de nombreux bosons supplémentaires similaires aux X_μ, Y_μ de la théorie $SU(5)$, ainsi qu'un boson neutre (noté Z'_χ) associé au $U(1)_\chi$ supplémentaire.

Les bosons liés à la brisure $SO(10) \rightarrow SU(5)$ acquièrent une masse de l'ordre de l'échelle de grande unification ($\sim 10^{15}$ GeV) et sont alors inobservables. En revanche, le Z'_χ acquiert de la masse lors de la brisure du groupe $U(1)_\chi$ (voir §2.3.2) pour redonner le groupe du MS. Cette échelle de brisure peut être de l'ordre du TeV et ce Z'_χ pourrait être produit et observé au LHC dans un canal tel que $q\bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow e^+e^-$. Ceci en fait un modèle largement utilisé dans les études phénoménologiques.

Les modèles T_{3R} et $B - L$

Le groupe $SO(10)$ peut également se briser en faisant intervenir le groupe $G_{LR} = SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ (qui suppose un couplage type couplage faible pour les particules droites). Le schéma de brisure fait alors apparaître deux groupes $U(1)$ supplémentaires :

- $U(1)_{3R}$, auquel est associé une symétrie de type isospin faible pour les fermions droites. Le générateur est noté T_{3R} avec $T_{3R} = 1/2$ pour (u_R, ν_R) et $-1/2$ pour (d_R, e_R^-) .
- $U(1)_{B-L}$, qui correspond à une symétrie entre les leptons et les baryons. Le générateur est noté $T_{B-L} = (B - L)/2$ où B et L sont les nombres baryonique et leptonique.

Lors de la brisure $SU(3)_C \times G_{LR} \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_{3R} \times U(1)_{B-L} \rightarrow G_{MS}$ les deux champs de jauge Z_{3R}^μ et Z_{B-L}^μ (associés aux groupes $U(1)_{3R}$ et $U(1)_{B-L}$) se mélangent pour donner un boson sans masse qui est assimilé au champ B du groupe $U(1)_Y$ du MS ainsi qu'un boson supplémentaire. En fonction de l'angle de mélange, on peut alors obtenir un Z'_{B-L} possédant des couplages purement $B - L$ ou un Z'_R ne possédant que des couplages aux particules droites. Une combinaison intéressante de ces deux bosons est notée Z'_{LR} et se couple aux parties droites et gauches des fermions du MS avec la charge :

$$Q_{LR} = \sqrt{\frac{3}{5}} \left(\alpha T_{3R} - \frac{1}{\alpha} T_{B-L} \right) \quad (2.15)$$

et une constante de couplage prédite par la théorie de l'ordre de :

$$g'' = \sqrt{\frac{5}{3}} g \tan \theta_W \sim 0.46 \quad (2.16)$$

où g est la constante de couplage de $SU(2)_L$. Ces charges dépendent du rapport $\alpha = \frac{g_R}{g_{B-L}}$ des couplages associés aux groupes $U(1)$. Ce rapport α est fixé par l'angle de mélange θ_w et par l'intensité relative des couplages droits et gauches ($\kappa = \frac{g_R}{g}$) :

$$\alpha = \frac{g_R}{g_{B-L}} = \sqrt{\kappa^2 \cot^2 \theta_W - 1} \quad (2.17)$$

Ce schéma est relativement général et contient le $SU(5) \times U(1)_\chi$ présenté au paragraphe précédant. Le Z'_{χ} n'est en fait qu'un cas particulier correspondant à $\alpha = \sqrt{2/3} \approx 0.82$ avec $\kappa = 1$ et $\sin^2 \theta_w = 3/8$.

Le groupe E_6

Un certain nombre de modèles de grande unification s'appuient sur le groupe E_6 de

rang 6 [39]. Il peut se décomposer comme :

$$E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi \quad (2.18)$$

en faisant intervenir deux $U(1)$ supplémentaires auxquels sont associés deux nouveaux bosons de jauge massifs. À l'instar du cas précédent, on considère généralement le plus léger de ces deux Z' comme étant une combinaison linéaire des deux champs de jauge Z_χ et Z_ψ associés aux groupes $U(1)$:

$$Z'(\theta_{E_6}) = Z'_\psi \cos \theta_{E_6} + Z'_\chi \sin \theta_{E_6} \quad (2.19)$$

où $0 \leq \theta_{E_6} < \pi$ représente l'angle de mélange entre les deux $U(1)$.

Les fermions sont décrits en utilisant la représentation **27** de E_6 qui se décompose en

$$\mathbf{27} \rightarrow \mathbf{16} + \mathbf{10} + \mathbf{1} \rightarrow (\mathbf{10} + \mathbf{5}^* + \mathbf{1}) + (\mathbf{5} + \mathbf{5}^*) + \mathbf{1} \quad (2.20)$$

lorsque E_6 se brise comme (2.18). Le tableau 2.2 représente la classification des fermions selon cette représentation. En plus des fermions du MS, la représentation **27** contient

E_6	$SO(10)$	$SU(5)$	Fermions
27	16	10	$\supset u, d, u^C, e^+$
		5 *	$\supset d^C, \nu, e^-$
		1	$\supset \nu^C$
	10	5	$\supset D, H_u$
		5 *	$\supset D^C, H_d$
	1	1	$\supset S$

TAB. 2.2: Classification des fermions dans E_6

deux singlets : ν^C qui peut être interprété comme un neutrino droit et un nouveau champ S . On trouve également deux nouveaux triplets de couleur (nouveaux quarks) D et D' de charge électrique $-1/3$ ainsi que deux champs non colorés H_u et H_d . Ces nouvelles particules sont généralement très lourdes (masses de l'ordre de l'échelle d'unification) pour respecter les mesures de temps de vie du proton.

On trouve souvent dans la littérature des Z' usuels qui correspondent à des valeurs particulières de θ_{E_6} . On retrouve par exemple le modèle χ présenté au-dessus pour $\theta_{E_6} = 0$. Cette version du modèle χ contient les nouveaux champs que nous venons de mentionner et n'est donc pas exactement identique à celle de $SU(5)$. Cependant, lorsque ces champs D et H sont très lourds, leur effet sur la phénoménologie du Z'_χ est négligeable.

Le modèle orthogonal à χ est communément appelé ψ , il correspond à $\theta_{E_6} = \pi/2$. Notons que les couplages entre les fermions et le Z'_ψ sont uniquement axiaux.

Enfin, nous nous sommes intéressés à un autre modèle, η , correspondant à $\theta_{E_6} =$

$$\pi - \arctan \sqrt{5/3} \approx 0.71\pi.$$

Les Z' provenant de E_6 ne se limitent pas à ces quelques valeurs de θ_{E_6} et de nombreuses brisures différentes peuvent conduire à d'autres modèles possibles que nous ne décrivons pas ici et qui pourront être trouvés dans [40].

Les modèles de petit Higgs

L'idée qu'un grand groupe de symétrie puisse se briser pour redonner le groupe du MS est également utilisée afin de répondre à d'autres problèmes du MS. C'est le cas par exemple des modèles dits de "petit Higgs" (ou *little Higgs*) qui supposent que le boson de Higgs est un pseudo-boson de Goldstone associé à la brisure du groupe de grande unification [41]. Ces modèles apportent une solution au problème de la hiérarchie en "régulant" la masse du boson de Higgs par l'intermédiaire de boucles de nouvelles particules telles que des Z' ou une quatrième génération de quarks. Un cas particulier de ce type de modèle est appelé *littlest Higgs* et repose sur le groupe de symétrie $SU(5)$ [42]. Ce modèle prévoit l'existence d'un nouveau quark de charge $2/3$ et d'une masse de l'ordre du TeV (noté T), ainsi que quatre nouveaux bosons (notés γ_h , Z_h et W_h^\pm) analogues aux bosons γ , Z et W^\pm du MS. De nombreux résultats ont été publiés sur ce type de modèle et en particulier par la collaboration ATLAS [43]. Bien qu'il n'ait pas été étudié en détails au cours de cette thèse, le boson Z_h peut être apparenté à un Z' et une étude similaire à celle présentée au paragraphe 8.2 aurait pu être conduite. Notons toutefois que ce nouveau boson peut se désintégrer en $Z_h \rightarrow Zh$ ce qui a pour conséquence de modifier sa largeur de désintégration par rapport aux Z' étudiés dans cette thèse qui sont supposés ne décroître qu'en pair de fermions (voir § 4.2.4).

2.3.2 Mélange et masse du Z'

Les Z' prédits par les théories de grande unification acquièrent une masse lors de la brisure du sous-groupe qui leur correspond. Cette brisure peut s'effectuer de différentes manières mais le plus souvent, le mécanisme utilisé est une analogie du mécanisme de Higgs présenté au paragraphe 1.2.1.

Pour illustrer ce mécanisme, regardons ce qui se passe pour le cas générique d'un seul $U(1)_X$ supplémentaire (dont le générateur est noté X) brisé par le doublet de Higgs standard Φ (voir §1.2.1) ainsi que par un singlet de $SU(2)_L$ ϕ' . Le tableau 2.3 représente les charges attribuées aux champs de Higgs sous les différentes interactions.

Le nouveau potentiel de Higgs $V(\Phi, \phi')$ associé aux champs Φ et ϕ' dépend maintenant de 4 paramètres : λ, μ et λ', μ' . Il s'écrit :

$$V(\Phi, \phi') = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 + \mu'^2 \phi'^\dagger \phi' + \lambda' (\phi'^\dagger \phi')^2 \text{ avec } \mu^2 < 0 \text{ et } \mu'^2 < 0 \quad (2.21)$$

À l'instar du cas MS, les champs Φ et ϕ' acquièrent une valeur non nulle dans le vide, respectivement, $v = \frac{\lambda^2}{2\mu}$ et $v' = \frac{\lambda'^2}{2\mu'}$. On écrit alors un lagrangien de Higgs similaire à

Particules	$SU(2)_L$		$U(1)_Y$	$U(1)_X$	$U(1)_{EM}$
	I	I_3	Y	X	Q
$\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$	$1/2$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$y = 1$	x	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
ϕ'	0	0	$y' = 0$	x'	0

TAB. 2.3: Charges attribuées aux champs de Higgs Φ et ϕ' pour briser $SU(2) \times U(1)_Y \times U(1)_X \rightarrow U(1)_{EM}$.

(1.15) correspondant au nouveau secteur de Higgs :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) + (D_\mu \phi')^\dagger (D^\mu \phi') - V(\Phi, \phi') \quad (2.22)$$

avec

$$D_\mu = \partial_\mu + igI_a W_\mu^a + i\frac{g'}{2}Y B_\mu + i\frac{g''}{2}X X_\mu \quad (2.23)$$

où g'' représente le couplage associé à $U(1)_X$.

Les termes de masse (analogues à (1.18)) pour les bosons de jauge découlent du lagrangien (2.22) et s'écrivent en fonction des charges x , x' et y' comme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{masse} &= \frac{v^2}{4} g^2 W_\mu^{-*} W^{+\mu} \\ &+ \frac{v^2}{8} \begin{pmatrix} W_\mu^{3*} & B_\mu^* & X_\mu^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' & -gg''x \\ -gg' & g'^2 & g'g''x \\ -gg''x & g'g''x & g''^2 x^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3\mu} \\ B^\mu \\ X^\mu \end{pmatrix} \\ &+ \frac{v'^2}{8} \begin{pmatrix} B_\mu^* & X_\mu^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g'^2 y'^2 & g'g''x'y' \\ g'g''x'y' & g''^2 x'^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^\mu \\ X^\mu \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Il est remarquable que même dans ce cas relativement général où x , x' et y' sont des paramètres libres, cette matrice possède toujours une valeur propre nulle qui assure un photon sans masse.

Comme les deux valeurs v et v' peuvent être très différentes, si l'on suppose que le champ de Higgs ϕ' ne brise pas $SU(2)_L \times U(1)_Y$, il est possible de générer une grande masse pour le Z' tout en conservant une valeur raisonnable pour la masse du Z . Le champ de Higgs ϕ' doit alors être un singlet d'isospin faible et posséder une hypercharge

$y' = 0$. La diagonalisation de (2.24) donne, en fonction des champs physiques :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{masse}} &= \frac{v^2}{4} g^2 W_\mu^{-*} W^{+\mu} \\ &+ \frac{1}{8} \begin{pmatrix} A_\mu^* & Z_\mu^* & Z_\mu'^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_1 & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A^\mu \\ Z^\mu \\ Z'^\mu \end{pmatrix}\end{aligned}\quad (2.25)$$

où λ_1 et λ_2 se développent, dans la limite où $v \ll v'$, comme :

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= (g^2 + g'^2)v^2 - (g^2 + g'^2)\frac{x^2v^4}{x'^2v'^2} + O(v^5) \\ \lambda_2 &= g''^2(v^2x^2 + v'^2x'^2) + (g^2 + g'^2)\frac{x^2v^4}{x'^2v'^2} + O(v^5)\end{aligned}\quad (2.26)$$

Les champs physiques A^μ , Z^μ et Z'^μ sont des mélanges des champs de jauge $W^{3\mu}$, B^μ et X^μ . En d'autres termes, le Z' vient se mélanger au Z et au photon du MS :

$$\begin{aligned}A_\mu &= W_\mu^3 \sin \theta_W + B_\mu \cos \theta_W \\ Z_\mu &= W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W + \varepsilon X_\mu \\ Z'_\mu &= X_\mu - \varepsilon(W_\mu^3 \cos \theta_W - B_\mu \sin \theta_W)\end{aligned}\quad (2.27)$$

où ε représente le paramètre de mélange entre le Z et le Z' , analogue à l'angle θ_w .

Des valeurs propres (2.26), on obtient alors la contribution dominante à la masse du Z' :

$$M_{Z'}^2 = g''^2 \frac{v^2x^2 + v'^2x'^2}{4} \quad (2.28)$$

et la masse du Z est modifiée par le champ de Higgs ϕ' et sa charge x' sous le groupe $U(1)_X$:

$$M_Z^2 = \frac{1}{4}v^2(g^2 + g'^2) - \frac{1}{4}(g^2 + g'^2)\frac{x^2v^4}{x'^2v'^2} \quad (2.29)$$

Le terme en v^2 correspond à la partie MS (relation (1.21)) et la perturbation en v^4 va introduire une modification du paramètre ρ , l'équation (1.25) devient alors :

$$\rho \equiv \frac{M_{W^\pm}^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_w} = 1 + \frac{v^2x^2}{v'^2x'^2} \quad (2.30)$$

Le paramètre ρ diffère alors de 1 avec une dépendance quadratique en v/v' et x/x' .

Dans ce cas général où le Z' se couple au doublet de Higgs du MS ($x \neq 0$), nous verrons au paragraphe 2.4 que cette modification du paramètre ρ permet d'obtenir une

limite grossière sur la masse des Z' . Des résultats analogues basés sur des études plus fines peuvent être obtenus pour les modèles usuels présentés au paragraphe 2.3.1. Ceux-ci fournissent des contraintes sur les Z' *via* des mesures de précision électrofaible.

2.4 Les limites actuelles sur les Z'

Les limites actuelles sur la masse d'un éventuel Z' proviennent majoritairement de recherches directes auprès des collisionneurs tels que le TeVatron à Chicago ou des mesures de précision principalement effectuées au LEP.

2.4.1 Les limites indirectes par mesure électrofaible

Comme nous venons de le voir, l'existence d'un Z' a des répercussions sur des observables électrofaibles prédites par le MS comme par exemple la masse ou la largeur du boson Z . La mesure de ces observables permet alors de contraindre certains Z' même si l'énergie mise en jeu dans la machine est bien en deçà du seuil de production d'un tel Z' . La plupart des analyses qui apportent ces contraintes sont basées sur des mesures de précision au pic du Z ou des mesures de diffusion de courants neutres (comme la diffusion $e\nu$). Ces expériences ont alors permis de contraindre la masse d'un éventuel nouveau boson de jauge ainsi que le mélange avec le Z du MS (voir §2.3.2).

Vu la vaste zoologie des Z' , ces analyses se limitent souvent à étudier les quelques Z' usuels présentés au paragraphe 2.3. Toutefois, il est également intéressant de considérer un Z' *ad-hoc* noté Z'_{SSM} pour *sequential standard model* qui ne diffère du Z du MS que par sa masse plus élevée. Ce Z'_{SSM} n'est motivé par aucune théorie mais il apporte, grâce à ses couplages familiers, un point de repère précieux dans les comparaisons.

Limites obtenues avec le paramètre ρ

Les résultats obtenus avec le mécanisme de Higgs utilisé au paragraphe 2.3.2 pour donner de la masse aux Z' permet de dériver une limite grossière sur la masse des Z' à partir des mesures de précisions effectuées sur le paramètre $\rho = 1.002 \pm 0.015$.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.3.2, même si le nouveau singlet de Higgs utilisé pour donner une masse importante au Z' ne brise pas le groupe $SU(2)_L$, il suffit que le Z' se couple avec une charge x au doublet de Higgs standard pour modifier la prédiction du paramètre ρ (voir relation (2.30)).

En considérant que les charges du Z' aux différents champs de Higgs sont de l'ordre de $x \sim x' \sim 1$, la mesure de ρ permet d'écrire la relation (2.30) sous la forme :

$$\rho - 1 = \left(\frac{v}{v'} \right)^2 \lesssim 0.032 \text{ à } 95\% \text{ de niveau de confiance} \quad (2.31)$$

En supposant que la constante de couplage du Z' est de l'ordre de celle du Z ($g''^2 \sim g^2 + g'^2$) et dans la limite où les deux valeurs dans le vide des champs de Higgs sont très

différentes ($v \ll v'$) pour conserver une masse raisonnable pour le Z , on peut écrire à partir de (2.28) :

$$M_{Z'}^2 = g''^2 \frac{v'^2 x'^2}{4} \gtrsim \frac{M_Z^2}{0.032} \quad (2.32)$$

Cette condition fournit une estimation de la limite inférieure à la masse du Z' de l'ordre de $M_{Z'} \gtrsim 500$ GeV.

Cette limite est comparable aux résultats obtenus par nombre d'autres études basées sur différents paramètres électrofaibles et différents modèles de Z' spécifiques fournissant des limites plus raffinées.

Limites provenant d'études complètes

La figure 2.3 présente les limites obtenues par [44] pour les Z' usuels ψ, χ, η, LR en considérant un couplage g'' du même ordre que le couplage électrofaible (g'' de l'équation (2.16)). Ces études supposent que les Z' ne décroissent qu'en fermions du MS et de manière identique pour trois familles. Le tableau 2.4 résume ces limites sur $M_{Z'}$ des Z' ainsi que sur l'angle de mélange θ entre le Z et le Z' ¹. Ces analyses de précision tiennent compte des corrections radiatives et utilisent le schéma \overline{MS} .

	χ	ψ	η	LR	SSM
$M_{Z'} [\text{GeV}]$	550	150	380	570	820
$100 \times \sin \theta$	$[-0.20; 0.15]$	$[-0.13; 0.24]$	$[-0.62; 0.11]$	$[-0.09; 0.17]$	$[-0.41; 0.03]$

TAB. 2.4: Limites sur la masse des Z' usuels (95% de niveau de confiance) ainsi que sur l'angle de mélange θ (90% de niveau de confiance) obtenues via les mesures de précision électrofaible.

Le mélange $Z - Z'$ est fortement contraint par ces mesures électrofaibles ($\sin \theta \sim 10^{-3}$). Des contraintes plus sévères sur la masse $M_{Z'}$ sont obtenues par les recherches directes à LEP2 et au TeVatron.

En fonction des modèles, il se peut que les Z' induisent des couplages entre les différentes familles tels que $Z' \rightarrow e\mu$. Cependant, les contraintes sur les changements de saveurs induits par des courants neutres (FCNC pour *Flavour Changing Neutral Current*) sont très fortes. Les limites provenant de l'étude du mélange $K^0 - \bar{K}^0$ ou des conversions $e - \mu$ dans les atomes muoniques indiquent qu'il n'existe aucun effet significatif de ce type, en tous cas pour les deux premières familles de fermions. Cependant, des couplages non universels pour la troisième famille sont moins contraints et de tels

¹ θ est responsable du mélange quantifié par le paramètre ε dans le modèle simpliste présenté au paragraphe 2.3.2. Il est plus précisément défini dans [44])

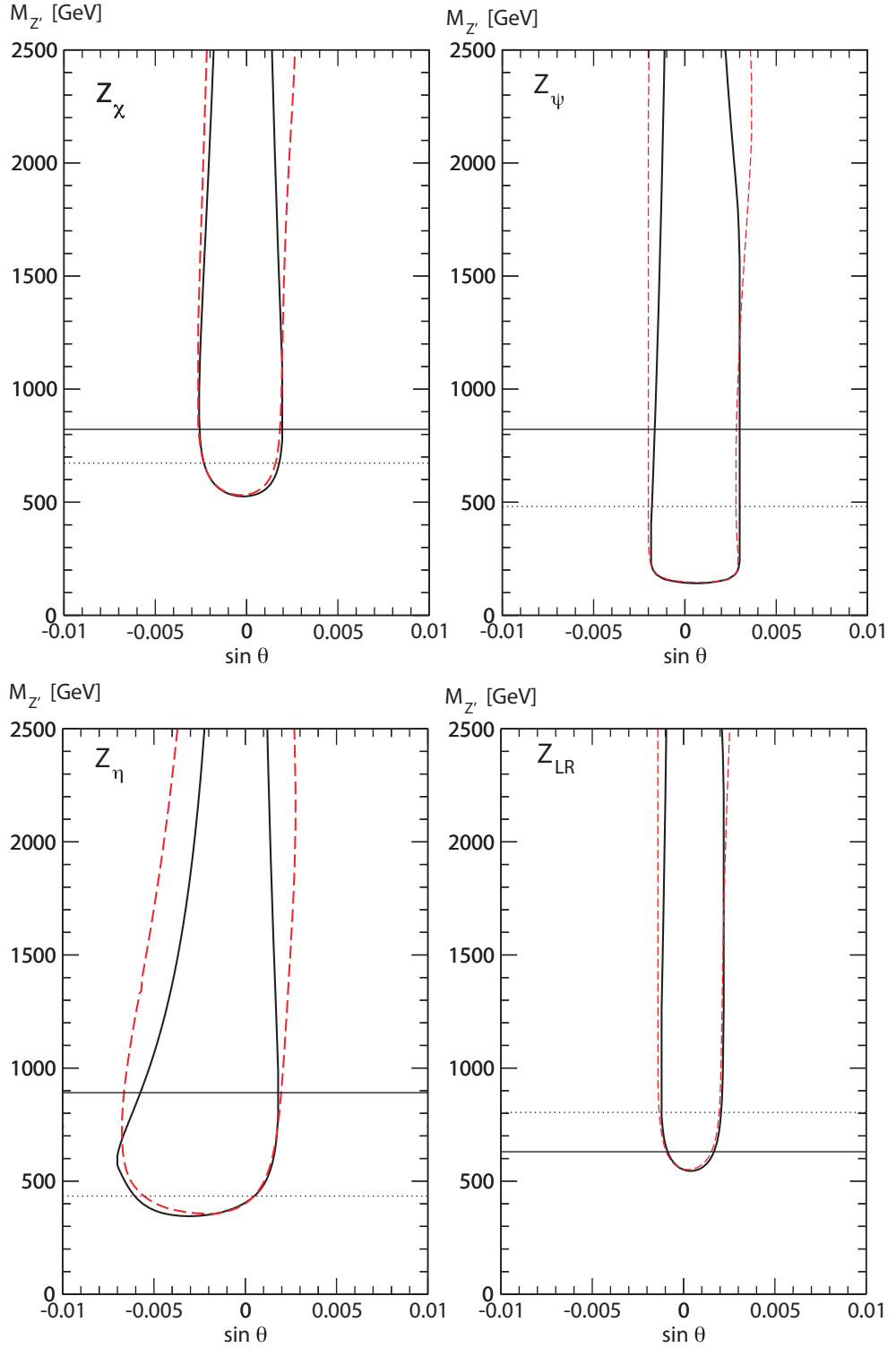


FIG. 2.3: Limites obtenues sur la masse des Z' en fonction de l'angle de mélange θ entre le Z et le Z' pour les modèles χ, ψ, η et LR. Le trait plein (tireté) correspond à l'exclusion à 90% de niveau de confiance obtenue via les mesures de précision électrofaible pour $\rho = 1$ ($\rho = \text{libre}$). Les lignes horizontales correspondent à l'exclusion à 95% de niveau de confiance obtenue via les recherches directes au TeVatron (trait plein) et au LEP2 (pointillé). Le Z' ne décroît qu'en particules du MS [44].

Z' avec une masse de l'ordre du TeV ne sont pas complètement exclus. C'est le cas par exemple du modèle de RS que nous avons étudié plus en détails au chapitre 8.1.

2.4.2 Les recherches directes

Les observables intéressantes pour la recherche directe de Z' sont les mêmes que celles que nous utiliserons pour estimer le potentiel de découverte avec ATLAS (nous les décrirons en détails dans la partie 5). La recherche directe s'appuie principalement sur la production directe de Z' via le processus $f\bar{f} \rightarrow Z' \rightarrow f\bar{f}$ et de manière générale les canaux de décroissance électronique ou muonique sont privilégiés car ils présentent moins de bruit de fond. Ainsi les expériences menées à LEP2 et au TeVatron ont exclu toute déviation au MS dans le spectre de masse invariante e^+e^- jusqu'à environ 800 GeV. La figure 2.4-a représente le spectre de masse invariante dileptonique obtenu par l'expérience CDF au TeVatron RunII avec 2.5 fb^{-1} dans le canal électronique. Les points correspondent aux données expérimentales et l'histogramme aux prédictions du MS.

D'autres études menées sur la distribution angulaire des fermions de l'état final ont également permis de contraindre la masse des Z' . En effet, la distribution angulaire présente une asymétrie avant arrière (voir 4.2.2) qui est une observable sensible à l'éventuelle présence d'un Z' .

Le tableau 2.5 résume les limites obtenues pour $M_{Z'}$ par recherche directe pour les modèles usuels. Comme dans le cas précédent, ces Z' sont supposés ne décroître qu'en fermions du MS (hypothèse conservatrice voir § 4.2.4) et de manière équivalente pour les 3 familles. Plus de détails sur ces limites peuvent être lus sur la figure 2.3 où les lignes

	χ	ψ	η	LR	SSM
TeVatron	820	820	890	630	920
LEP 2	680	480	435	805	1790

TAB. 2.5: *Limites sur la masse (GeV) des Z' usuels (95% de niveau de confiance) obtenus via les recherches directes du TeVatron et de LEP2.*

horizontales représentent les limites d'exclusion à 95% de niveau de confiance pour le TeVatron (trait plein) et pour LEP2 (trait pointillé).

Les autres canaux tels que $Z' \rightarrow jj$ ou encore $Z' \rightarrow \tau\tau$ ne sont pas délaissés et permettent l'étude de modèles plus spécifiques comme des Z' leptophobiques ou encore des Z' qui ne se couplent qu'à la troisième famille de fermions.

On remarque que la plupart des études sur les Z' contraignent certains modèles et délaissent par exemple les Z' provenant de dimensions supplémentaires. Bien que pour des Z'_{KK} de Kaluza-Klein possédant des couplages de l'ordre de ceux du Z , le Z'_{SSM} donne une idée raisonnable de la limite attendue, il est regrettable qu'il existe peu d'analyses indépendantes du modèle théorique. On trouve toutefois des études en fonction de la

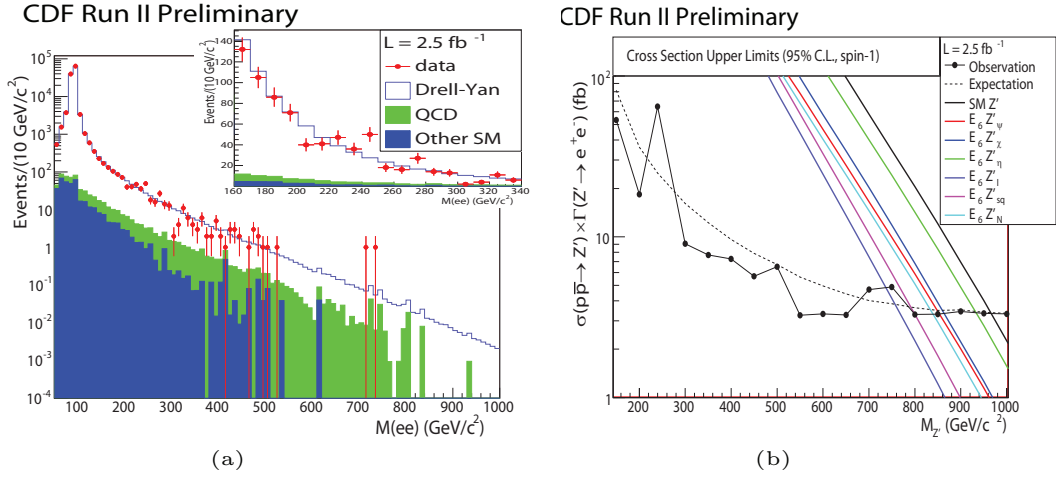


FIG. 2.4: (a) Spectre de masse invariante diélectrons obtenu au TeVatron par l'expérience CDF avec 2.5 fb^{-1} . Les points sont les données expérimentales et l'histogramme correspond aux prédictions du MS pour le processus Drell-Yan. Les fonds clair et foncé correspondent aux bruits de fond. On ne remarque aucune nouvelle physique jusqu'à environ 700 GeV. (b) Limite d'exclusion à 95% de niveau de confiance observée (point) et attendue (pointillés) sur la section efficace fois la largeur du Z' en fonction de la masse du Z' . Les lignes de couleurs correspondent aux prédictions théoriques pour certains Z' usuels.

section efficace des Z' telle que celle menée par l'expérience CDF qui fournit les limites présentées sur la figure 2.4-b. C'est fort de ce constat qu'une partie de cette thèse est consacrée à l'élaboration d'une paramétrisation du spectre de masse invariante des Z' purement phénoménologique, en vue de les décrire et de les contraindre indépendamment de leur modèle.

2.4.3 Les limites sur des Z' très peu couplés

Il est important de noter que l'existence de Z' de petite masse voire de masse nulle n'est pas complètement exclue. De tels Z' peuvent passer les contraintes expérimentales s'ils possèdent des couplages aux particules du MS extrêmement faibles. En deçà du GeV, les principales limites ne viennent plus des expériences auprès de collisionneurs mais de la physique à plus basse énergie telle que la physique des neutrons. La figure 2.5 présente les limites grossières obtenues pour un Z' de type purement $B-L$ (voir § 2.3.1) qui ne possède qu'un couplage vectoriel. Cette étude d'un modèle un peu *ad hoc* permet toutefois de connaître grossièrement les limites sur des Z' possédant des masses s'étalant sur plus de dix ordres de grandeurs ($1 \text{ eV} \leq M_{Z'} \leq 1 \text{ TeV}$).

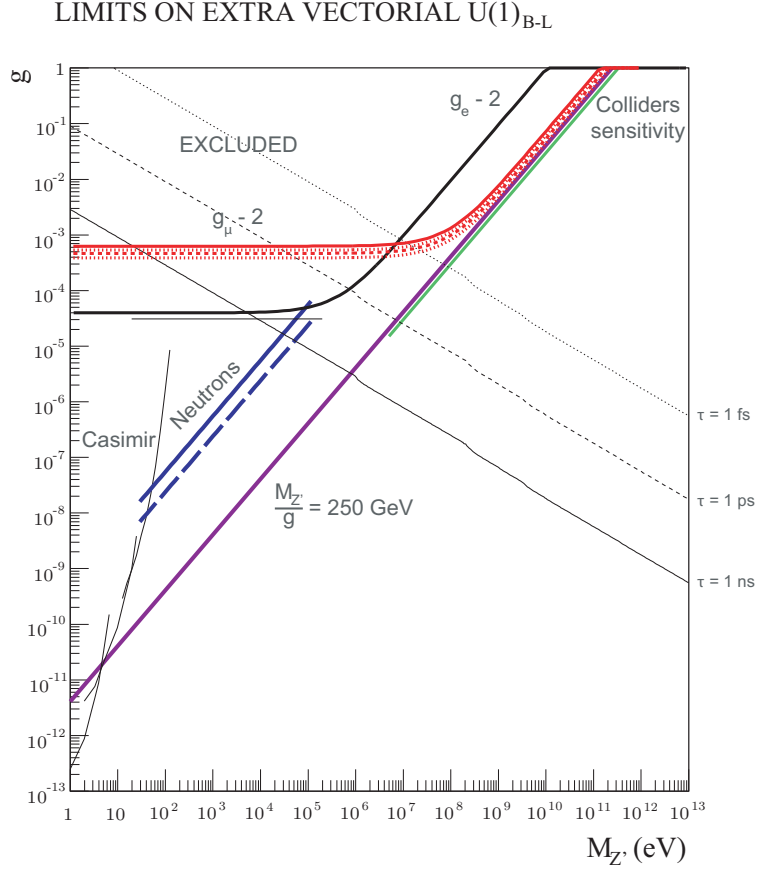


FIG. 2.5: Contraintes sur la masse d'un Z'_{B-L} en fonction de son unique couplage vectoriel g [45]. Le domaine en masse et en couplage balayé ici est très éloigné des Z' usuels étudiés auprès des collisionneurs de particules.

*Je sais que dans votre alchimie
L'atome ça vaut des voyageurs-chèques
Et ça suffit comme alibi*

Hubert-Félix Thiéfaine, “*Alligators 427*”.

3

Le complexe LHC

3.1 Collisions proton-proton à 14 TeV

Le LHC est un collisionneur proton-proton actuellement en réparation au CERN près de Genève. Il est situé dans le tunnel qui accueillait son prédécesseur, le collisionneur leptonique LEP construit dans la fin des années 1980. En tant que collisionneur hadronique, le LHC est plutôt destiné à la recherche de nouvelle physique. Il explorera des énergies bien au-delà de celles atteintes par le collisionneur TeVatron actuellement en service au FermiLab dans la banlieue de Chicago.

Cette machine, aux caractéristiques impressionnantes, mesure près de 27 km de circonférence, possède plus de 1200 aimants supraconducteurs et accélère les protons jusqu'à une énergie cinétique de 7 TeV. Elle accueille deux détecteurs de physique généraliste : ATLAS et CMS et deux autres dédiés à des études plus spécifiques : ALICE et LHCb. Il a été mis en service en septembre 2008 et les premières collisions sont attendues pour l'été 2009.

3.1.1 Le CERN

Le CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) a été inauguré dans la fin des années 1950, il représente la première organisation européenne pour la recherche en physique. Dans les années 1960, le CERN se dote de son premier synchrotron à proton, le PS, qui reste encore aujourd'hui une pièce maîtresse du complexe d'accélération. Puis, une dizaine d'années après, est installé un deuxième synchrotron appelé le SPS (pour Super Proton Synchrotron) qui vient non pas en remplacement mais en complément du précédent. Le PS est alors utilisé pour préaccélérer les protons jusqu'à une énergie de

26 GeV avant de les injecter dans le SPS qui leur confère une énergie de 450 GeV. Ce SPS a permis la découverte des courants neutres dans les années 70. Il a été transformé de 1981 à 1984 en un collisionneur proton-antiproton (le $S\bar{p}pS$) qui a permis les premières études des bosons Z et W^\pm (voir §1.4). Durant la période de fonctionnement du LEP, de 1989 à 2000, le SPS a également été utilisé pour préaccélérer les électrons. Depuis 2002, le tunnel du LEP accueille le LHC qui utilisera également l'ensemble du complexe d'accélération pour permettre des collisions proton-proton pouvant atteindre une énergie de 14 TeV dans le centre de masse. La figure 3.1 représente le complexe d'accélérateurs du CERN dans son état actuel. Dans le cas du LHC, les protons sont produits par les sources

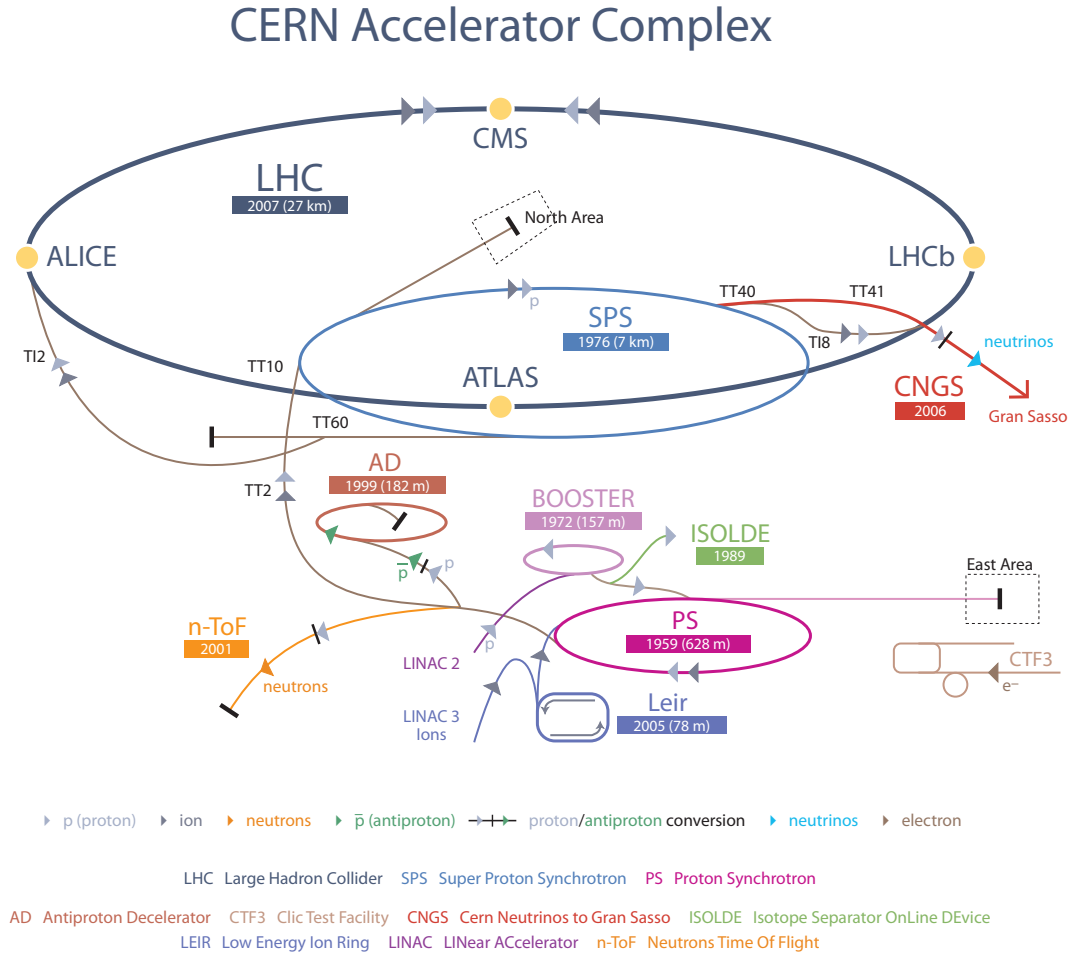


FIG. 3.1: Complexe d'accélérateur du CERN.

puis préaccélérés dans un accélérateur linéaire. Les paquets de particules sont ensuite accélérés successivement dans le SPB (Booster), le PS et le SPS avant d'être injectés dans le LHC qui les portera à leur énergie nominale. Le CERN accueille également un grand nombre d'autres expériences qui utilisent les faisceaux de particules à différents

niveaux de la chaîne d'accélération. Les principales installations annexes au LHC sont :

- L'expérience COMPASS qui utilise le faisceau du SPS afin de comprendre la structure des hadrons.
- Des études sur l'antimatière avec les expériences ACE, ALPHA, ASACUSA et ATRAP qui utilisent des anti-protons de basse énergie produits par le décélérateur d'antiprotons (AD)
- Des expériences sur cible fixe qui utilisent le faisceau de neutrons produit par nTOF afin de mesurer le temps de vie du neutron et les sections efficaces d'interactions nucléaires.
- Le projet CNGS qui consiste à envoyer un faisceau de neutrinos produit au CERN jusqu'au Grand Sasso en Italie. Il est ensuite étudié avec le détecteur OPERA.
- Le CERN développe également le projet CLIC portant sur un nouveau type d'accélérateur linéaire qui permettrait des collisions leptoniques à des énergies de plusieurs TeV.

3.1.2 Le LHC

Afin de permettre des collisions de protons (et d'ions lourds) avec une énergie dans le centre de masse hadronique de 14 TeV (et 2.76 TeV/nucléon), le LHC utilise l'ensemble du complexe d'accélération du CERN que nous venons de présenter. Dans les cinq dernières années, un certain nombre de modifications ont été apportées à l'ensemble du complexe pour pouvoir répondre aux nécessités du LHC. Le cycle qui permet d'amener un paquet de protons jusqu'à son énergie de 7 TeV prend une vingtaine de minutes et est composé de nombreuses étapes.

- La source d'ions utilisée pour approvisionner le LHC en protons est un Duoplasmatron qui fournit un faisceau de 300 mA. Ce faisceau est ensuite préaccélééré jusqu'à 750 keV dans une cavité radio fréquence de 92 kV avant d'être injecté dans le LINAC2.
- Le LINAC2 est un linac d'Alvarez qui accélère le faisceau de protons jusqu'à 50 MeV. De par sa structure, le LINAC2 transforme le faisceau d'entrée continu en un faisceau pulsé de fréquence 1 Hz et d'intensité 175 mA. La longueur des paquets de protons est de l'ordre de 100 μ s.
- À la sortie du LINAC2, les paquets de protons sont injectés dans le Booster (PSB) qui les porte à une énergie de 1.4 GeV.
- Le Booster sert en fait d'injecteur du PS qui porte l'énergie du faisceau à 25 GeV. Le PS est un synchrotron d'une circonférence de 628 mètres et est composé de 277 électroaimants classiques fonctionnant à température ambiante.
- La dernière étape avant de remplir le LHC consiste à porter les protons à une énergie de 450 GeV dans le SPS. Mesurant près de 7 km de long, le SPS comporte 1317

électroaimants classiques fonctionnant à la température ambiante : ceci fait de lui le plus grand accélérateur du CERN après le LHC.

De manière générale dans les accélérateurs de particules et *a fortiori* pour le LHC, il est indispensable, afin de limiter la perte de particules, de focaliser le faisceau autour de l'orbite médiane du tube à vide. Une telle focalisation doit agir sur les mouvements transverses du faisceau et peut être réalisée grâce à l'alternance de lentilles magnétiques (quadrupôles) focalisantes (F) et défocalisantes (D) séparées par des dipôles (O) de longueur adéquate dans lequel règne un champ magnétique nécessaire à la déflexion du faisceau [46]. Une telle maille est appelée F O D O et peut être réalisée à partir d'aimants à fonctions combinées ou bien par des éléments séparés. Ceci illustre de manière très simplifiée la géométrie du LHC mais nombre de détails et de spécificités du LHC pourront être trouvés dans [47].

Comme l'illustre la figure 3.2, ce maillage introduit une oscillation de la taille du faisceau autour de l'orbite médiane, appelée oscillation bêtatron. De plus, comme un

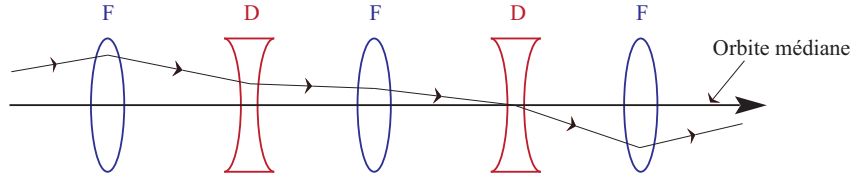


FIG. 3.2: Maillage FODO permettant la focalisation transverse des faisceaux dans les accélérateurs circulaires.

faisceau n'est jamais exactement monochromatique, toutes les particules ne seront pas focalisées de la même façon et l'on observe des aberrations chromatiques. Des éléments non-linéaires tels que des sextupôles permettent une focalisation sélective en fonction de l'énergie du faisceau [48] et peuvent être utilisés pour limiter cet effet. Le LHC dispose de 392 aimants quadripolaires de 5 à 7 m de long, dédiés à la focalisation des faisceaux et de 1232 aimants dipolaires de 15 m de long utilisés pour courber leurs trajectoires. Le rayon de courbure (en m) de la trajectoire d'un proton ultra-relativiste d'énergie E (en GeV) dans un champ magnétique B (en Tesla) est donnée par la relation de Larmor :

$$R = \frac{E}{c \times B} \approx \frac{E \text{ [GeV]}}{0.3 \times B \text{ [T]}} \quad (3.1)$$

On constate alors que les 1232 dipôles du LHC générant un champ magnétique nominal de 8.3 Tesla ne peuvent pas maintenir sur sa trajectoire un faisceau plus énergétique que ~ 7 TeV. L'intensité de ce champ magnétique dans les dipôles est l'un des principaux facteurs limitant l'énergie maximale du LHC.

Afin de faire circuler les deux faisceaux de protons dans des sens opposés, le LHC dispose de deux tubes à vide regroupés dans une seule culasse magnétique. La figure 3.3-a représente une vue en coupe d'un dipôle. Le LHC possède deux points d'injection

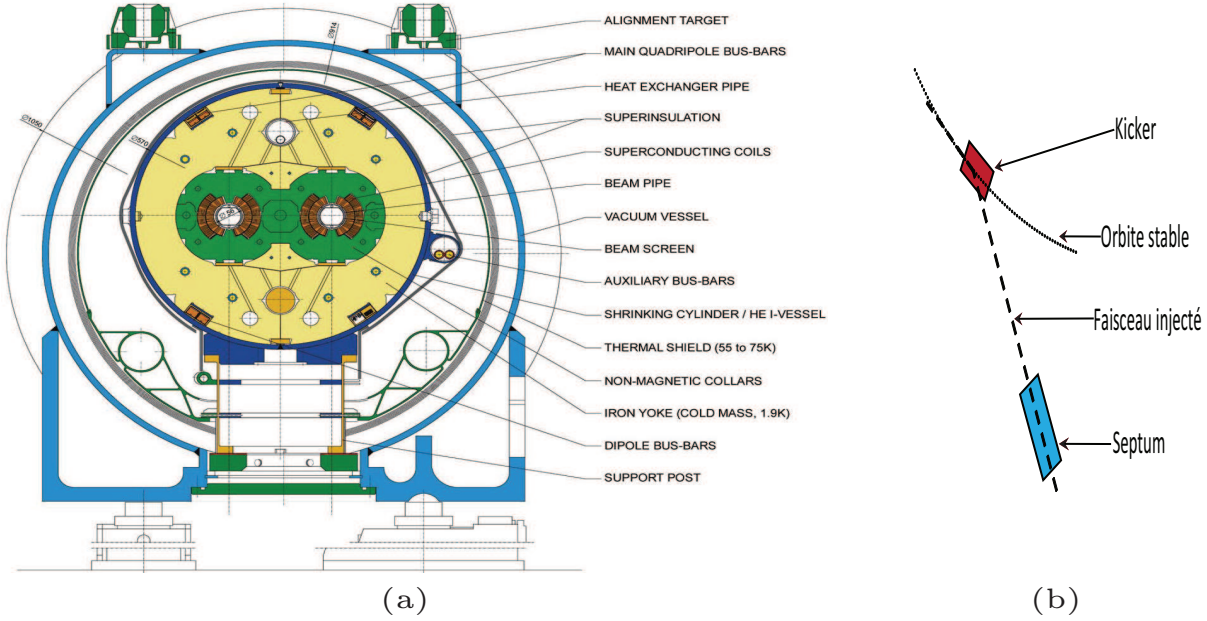


FIG. 3.3: (a) *Vue en coupe d'un dipole du LHC.*
(b) *Schéma du système d'injection dans un accélérateur circulaire.*

(point 2 et 8, voir figure 3.4) qui vont permettre de remplir les deux tubes à vide à partir du SPS. Le système d'injection utilisé est l'injection multi-tour classique, le faisceau est amené sur l'orbite centrale de l'accélérateur par une pièce magnétique à réponse rapide appelée septum puis, une seconde appelée kicker lui donne un angle bien précis afin de le mettre dans la direction de l'orbite stable (voir figure 3.3-b). Lorsqu'un tour complet du SPS a été injecté, l'opération est répétée jusqu'à ce que l'intensité du faisceau ait atteint la valeur souhaitée.

Les principales caractéristiques de la machine sont regroupées dans le tableau 3.1, plus d'informations peuvent être trouvées dans [49]. La luminosité instantanée de la machine ne dépend que des paramètres du faisceau et s'écrit pour un faisceau de distribution spatiale transverse gaussienne :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \varepsilon \beta^*} F(\alpha) \quad (3.2)$$

où les différentes quantités sont définies dans le tableau 3.1 et $F(\alpha)$ est un facteur de réduction lié à l'angle de croisement au point d'interaction de l'ordre de 0.9. Notons que le collisionneur TeVatron est limité par l'approvisionnement en anti-protons et ne peut atteindre qu'une luminosité instantanée d'environ $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Grâce à son système de double tubes à vide, le LHC augmentera d'un facteur 100 la luminosité instantanée accessible. Deux périodes de fonctionnement sont prévues, une dite "basse luminosité" de l'ordre de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ et une autre de "haute luminosité" de l'ordre de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Principales caractéristiques	Unité	Injection	Collision pp
Faisceau			
Energie par faisceau (E)	[TeV]	0.45	7
Energie stockée par faisceau	[MJ]	23.3	362
Paramètre relativiste (γ_r)		480	7460
Nombre de paquets (n_b)		2808	
Nombre de protons par paquets (N_b)		1.15×10^{11}	
Distance entre les paquets	[ns]	25	
Courant en circulation	[A]	0.58	
Puissance totale rayonnée par le faisceau	[kW]	0.615	3.6
Paramètres optiques			
Emittance (ε)	[$\mu\text{m rad}$]	3.5	3.75
Angle α de croisement des faisceaux IP1 et IP5	[μrad]	± 160	± 142.5
Angle α de croisement des faisceaux IP2	[μrad]	± 240	± 150
Angle α de croisement des faisceaux IP8	[μrad]	± 300	± 200
Fonction β^* aux points d'interactions IP1 et IP5	[m]	10	0.55
Fonction β^* au point d'interaction IP2	[m]	10	10
Fonction β^* au point d'interaction IP8	[m]	18	entre 1 et 50
Paramètres machine			
Longueur de l'accélérateur	[km]	26.66	
Fréquence de révolution (f_{rev})	[kHz]	11.24	
Fréquence de croisement	[MHz]	40	
Champ magnétique dipolaire	[Tesla]	0.53	8.33

TAB. 3.1: Principales caractéristiques nominales du LHC. Les différents points d'interaction (IP pour interaction point) correspondent aux points présentés sur la figure 3.4. Pour plus d'informations, voir la référence [49].

Les nouveaux facteurs limitant étant principalement reliés aux effets de dynamique des faisceaux et de focalisation. En considérant une section efficace d'interaction proton-proton de l'ordre de 100 mb, cela implique un nombre moyen de collisions inélastiques relativement élevé $\langle N \rangle \approx 23$ par croisement de faisceau pour $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Avec une fréquence de croisement de 40 MHz, on obtient près de un milliard de collisions par seconde, ce qui impose des détecteurs à électronique rapide et des systèmes de déclenchement performants (voir chapitre 7.1).

Durant les trois premières années de son fonctionnement, le LHC devrait fonctionner à "basse" luminosité ($\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), avant d'utiliser la luminosité nominale ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). Durant ces deux périodes, s'alterneront des cycles de collisions proton-proton et plomb-plomb.

3.2 Les détecteurs

Le LHC dispose de quatre points d'interaction auxquels sont placées les quatre expériences principales. La figure 3.4 représente les ouvrages souterrains du LHC, on y voit notamment l'emplacement des huit puits (points 1 à 8). Les deux expériences généralistes

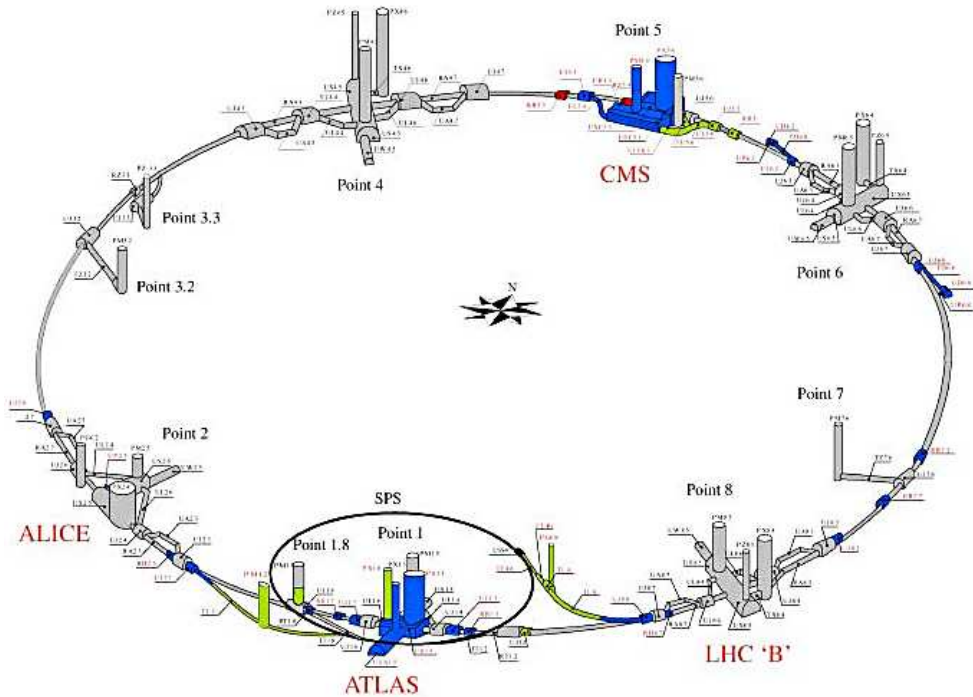


FIG. 3.4: Ouvrages souterrains du LHC.

ATLAS et CMS sont placées respectivement aux points d'interaction 1 et 5 alors que les points 2 et 8 accueillent respectivement (en plus des systèmes d'injection voir § 3.1.2) les expériences ALICE et LHCb. Deux expériences secondaires LHCf et TOTEM sont également prévues et se trouvent l'une (LHCf) proche de ATLAS et l'autre (TOTEM) proche de CMS. Ces expériences sont toutes des collaborations internationales qui utilisent des détecteurs différents.

Point 1 : ATLAS (Air Toroidal LHC ApparatuS)

La collaboration ATLAS regroupe plus de 1900 scientifiques représentant 164 instituts dans 37 pays. C'est une expérience de physique des particules généraliste dont le but est de valider le MS, entre autres en recherchant le boson de Higgs, mais également de rechercher de la nouvelle physique attendue à des énergies de l'ordre du TeV. L'expérience ATLAS recherchera, entre autres, des particules supersymétriques, des manifestations de l'existence de dimensions supplémentaires, des candidats pour la matière noire, sans oublier les nouveaux bosons neutres qui sont le sujet de cette thèse. ATLAS permettra

également d'affiner différentes mesures des paramètres du MS au travers d'études telles que la production de quarks top.

Sans entrer dans les détails du détecteur qui pourront être trouvés dans la partie 6, notons que la particularité d'ATLAS réside dans l'utilisation d'un électroaimant toroïdal qui crée un champ magnétique de 4 Teslas qui se referme sur lui-même (dans l'air), sans l'aide d'un retour de fer. Cette pièce magnétique entoure les chambres à muons qui permettent de détecter les muons ainsi que de reconstruire leur trajectoires. Pour ce faire, la précision relative des différents éléments du détecteur de muons doit être connue avec une précision inférieure à 50 microns. Cette précision est impressionnante lorsque l'on connaît les dimensions du détecteur : 46 mètres de long, 25 mètres de large et 25 mètres de haut. Ceci fait d'ATLAS le plus grand détecteur sur collisionneur jamais construit ; il est cependant relativement léger avec ses 7000 tonnes qui lui confèrent une densité de $\rho = 0.25$!

Point 1 : LHCf (LHC forward)

La collaboration LHCf, qui regroupe une vingtaine de scientifiques représentant 10 instituts de 4 pays, étudie les photons et les neutrons de très haute énergie diffusés à très petit angle. L'énergie du LHC correspondant à 10^{17} eV dans le référentiel du laboratoire, les mesures effectuées par LHCf permettront de mieux comprendre les rayons cosmiques de la région GZK et de valider les modèles d'interaction de nucléons utilisés dans les simulations de gerbes de particules provenant de rayons cosmiques au-delà du "genou". Ces résultats seront également utiles pour l'étalonnage des expériences sur les rayons cosmiques.

Les deux détecteurs LHCf sont placés de part et d'autre du détecteur ATLAS à 140 m du point d'interaction 1. Ils mesurent 30 cm de long, 10 cm de large et 80 cm de haut pour un poids de 40 kg chacun.

Point 2 : ALICE (A Large Ion Collider Experiment)

ALICE est une collaboration de plus de 1500 scientifiques représentant 104 instituts de 31 pays. Elle s'intéresse principalement à un nouvel état de matière créé par l'interaction forte, le plasma de quarks et de gluons. Pour réunir les conditions nécessaires à la formation de ce plasma, le LHC accélérera et fera entrer en collision des ions lourds à 2.76 TeV/nucléon. L'étude de ce plasma devrait, entre autres, permettre une meilleure compréhension du confinement de la force forte.

Le détecteur dédié à cette expérience mesure 26 mètres de long, 16 mètres de large et 16 mètres de haut et pèse 10000 tonnes. L'expérience ALICE sera également capable de mener certaines études durant les périodes de collisions proton-proton.

Point 5 : CMS (Compact Muon Solenoid)

L'expérience CMS est la deuxième expérience de physique des particules généraliste du LHC. Les deux collaborations sont similaires, CMS réunit environ 2000 scientifiques

représentant 181 instituts de 38 pays. Elles poursuivent également les mêmes buts scientifiques, et la principale différence vient en fait de la conception des deux détecteurs. Là où ATLAS a opté pour un aimant toroïdal, le détecteur CMS utilise un aimant solénoïde supraconducteur capable de générer un champ magnétique de 4 Tesla. Le retour du champ magnétique se fait *via* une culasse d'acier dans laquelle sont installées les chambres à muons. Les autres parties du détecteur telles que le trajectomètre et les calorimètres sont suffisamment compacts pour être placés à l'intérieur de l'aimant. Si ATLAS est impressionnant par sa taille, CMS l'est par son poids, c'est le plus lourd détecteur sur collisionneur jamais construit. Il est également le plus compact avec ses 12500 tonnes contenues dans un cylindre de 21 mètres de long, et 16 mètres de diamètre.

Point 5 : TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement)

La collaboration TOTEM est composée de 70 scientifiques représentant 10 instituts de 8 pays. À l'instar de LHCf, elle s'intéresse aux particules à très petits angles qui ne peuvent être détectées par les autres expériences du LHC. Les mesures effectuées par TOTEM dans le domaine de la physique diffractive et des collisions élastiques seront d'une importance capitale pour évaluer précisément la luminosité du LHC.

Pour être placé au plus près des faisceaux, TOTEM utilisera des détecteurs abrités dans des chambres à vide du LHC, appelés "pots romains". Ils seront placés par paires à quatre emplacements proches de l'expérience CMS, à quelques centaines de mètres du point d'interaction 5. L'expérience s'étend sur près de 440 mètres de long pour 5 mètres de large et 5 mètres de haut avec un poids total de 20 tonnes.

Point 8 : LHCb (LHC Beauty)

La collaboration LHCb compte 650 scientifiques représentant 48 instituts et 14 pays. Le détecteur est destiné à l'étude de la violation de CP, à l'étude des hadrons beaux et à la recherche de nouvelle physique dans le secteur de la beauté.

Afin de détecter les paires $b\bar{b}$ qui sont émises avec un petit angle par rapport aux faisceaux, LHCb utilise une série de sous-détecteurs alignés le long du faisceau. Le premier est installé au niveau du point d'interaction, et les autres se suivent, du même côté, sur une longueur de 20 m. Principalement par manque de place dans la caverne, le côté opposé au détecteur n'a pas été instrumenté et LHCb ne pourra détecter que la moitié des événements produits lors des collisions.

Le détecteur mesure 21 mètres de long, 13 mètres de large et 10 mètres de haut pour un poids total de 5600 tonnes.

Deuxième partie

Phénoménologie des Z' aux collisionneurs hadroniques

Je suis bien loin d'inférer de là qu'il faille s'en tenir seulement à une pratique aveugle ; mais il serait heureux que les physiciens et les géomètres joignissent, autant qu'il est possible, la pratique à la spéculation. Faut-il que ce qui fait le plus d'honneur à l'esprit humain soit souvent ce qui est le moins utile ?

Voltaire, “Vingt-quatrième lettre sur les académies”.

4

Le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l} + X$

Les collisions de protons très énergétiques du LHC seront vues comme des collisions de partons et permettront l'étude de nouveaux processus physiques invisibles à plus basse énergie. Nous nous sommes intéressés à la production directe de nouveaux bosons neutres par annihilation quark anti-quark puis décroissant en une paire de leptons. Comme nous l'avons mentionné au chapitre 2, ces nouveaux bosons de jauge peuvent signer la présence de dimensions spatiales supplémentaires ou d'une cinquième force fondamentale. Leur mise en évidence est alors très intéressante et ils sont actuellement recherchés par diverses expériences comme par exemple celles du collisionneur TeVatron.

Quelle que soit leur origine théorique, la description phénoménologique du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l} + X$ est analogue à celle du processus $pp \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l\bar{l} + X$ du MS. Ces nouveaux bosons neutres viennent alors s'ajouter au processus Drell-Yan du MS.

4.1 Les paramètres théoriques

Dans une collision proton-proton, le processus partonique mis en jeu lors de la production d'un boson neutre ($\gamma/Z/Z'$) en voie s est $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z'$. Nous considérerons par la suite que ces bosons se désintègrent en leptons : $\gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$. Le schéma 4.1 représente le diagramme de Feynman associé au processus $pp \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$ à l'ordre de Born. Comme mentionné au paragraphe 1.4.1, on y trouve la collision dure ainsi que l'événement sous-jacent dû à l'environnement hadronique.

D'un point de vue théorique, ces bosons sont caractérisés par leur masse, leurs couplages ainsi que les charges associées aux différents fermions. Ces paramètres théoriques permettent d'écrire les règles de Feynman correspondant au processus afin de calculer

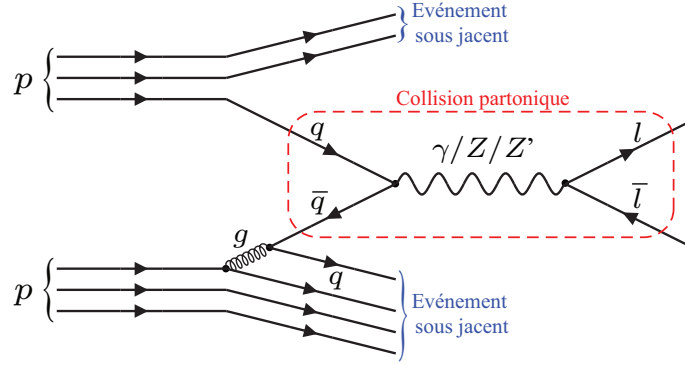


FIG. 4.1: *Diagramme de Feynman du processus $pp \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l} + X$.*

différentes grandeurs. On s'intéresse par exemple à la largeur totale de désintégration, la section efficace ou encore la distribution angulaire qui sont des observables accessibles expérimentalement.

4.1.1 La masse

Bien qu'ils puissent être prédits par certains modèles théoriques, les bosons très massifs (comme les bosons X_μ et Y_μ du groupe $SU(5)$) ou inversement les Z' de masse très faible ou nulle (voir 2.4.3) sont soit trop lourds soit trop peu couplés pour être accessibles aux collisionneurs. Lors de la présentation des différents Z' , provenant de dimensions supplémentaires ou de modèles de grande unification (voir chapitre 2), nous nous sommes donc focalisés sur des configurations (taille des dimensions supplémentaires, mécanisme de brisure, valeurs des couplages, etc ...) qui prédisent l'existence de Z' potentiellement observables au LHC.

Ainsi, les Z' usuels possèdent tous des caractéristiques "similaires" au Z du MS. Les valeurs de leurs couplages sont de l'ordre du couplage électrofaible et toutes les particules standard sont généralement chargées de manière équivalente. Ceci permet de limiter les effets indésirables qui introduisent de trop fortes déviations au MS comme les FCNC. Habituellement, les Z' acquièrent leur masse *via* un mécanisme de Higgs similaire à celui utilisé comme exemple au paragraphe 2.3.2. Les paramètres libres (comme les λ et μ des potentiels de Higgs) sont savamment ajustés de sorte à générer des masses accessibles aux collisionneurs tout en respectant les contraintes actuelles.

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous intéresserons principalement aux Z' observables au LHC, leur masse est donc de quelques TeV.

4.1.2 Les charges et les constantes de couplages

La plupart des analyses concernant les Z' font souvent l'hypothèse que les Z' ne se désintègrent qu'en particules du MS. Ceci revient à dire que les nouvelles particules voire

des nouveaux fermions fréquemment prédits par les modèles de GUT ou de dimensions supplémentaires, possèdent une masse supérieure à celle du Z' . Cette hypothèse fixe alors un cadre pour les études phénoménologiques et permet entre autres le calcul de la largeur de désintégration (voir 4.2.4).

Le terme du lagrangien correspondant à l'interaction entre un Z' et un fermion f du MS s'écrit de manière analogue à la partie hypercharge du lagrangien électrofaible (1.11) :

$$\mathcal{L}_{int} = \underbrace{g_{Z'} \bar{f}_R \gamma^\mu x_{f_R} f_R Z'_\mu}_{\text{Couplage à la partie droite}} + \underbrace{g_{Z'} \bar{f}_L \gamma^\mu x_{f_L} f_L Z'_\mu}_{\text{Couplage à la partie gauche}} \quad (4.1)$$

où $g_{Z'}$ est le couplage du nouveau boson Z' et x_{f_R} et x_{f_L} les charges attribuées respectivement à la partie droite $f_R = \frac{1+\gamma^5}{2}f$ et gauche $f_L = \frac{1-\gamma^5}{2}f$ du fermion $f = f_R + f_L$. L'intensité du couplage entre le Z' et le fermion dépend du produit du couplage $g_{Z'}$ avec les charges x_{f_R} et x_{f_L} .

Les Z' de Kaluza-Klein

Les couplages relatifs aux Z' provenant de théories de dimensions supplémentaires dépendent du type de modèle considéré. Dans le cas du modèle RSBM (présenté au paragraphe 2.2.4) que nous avons étudié, les principaux paramètres libres permettant de définir les couplages des états excités du Z et du γ correspondent à la localisation des différentes particules le long de la cinquième dimension. Ces paramètres notés c_i sont directement reliés aux masses (dans l'espace à 5 dimensions) des différents fermions et par conséquent différents pour chacun d'entre eux. Il s'en suit que les couplages des $Z^{(n)}$ et $\gamma^{(n)}$ sont également différents pour chaque fermion. Bien que cela soit fortement contraint par les mesures de précision électrofaible, ces nouveaux bosons $Z^{(n)}$ et $\gamma^{(n)}$ peuvent également induire des changements de saveurs en accord avec les limites actuelles.

Pour l'analyse du potentiel de découverte présentée dans la quatrième partie, nous nous sommes intéressés à trois points particuliers de l'espace des paramètres c_i . Les valeurs de ces paramètres ainsi que les différents couplages sont détaillées à titre informatif dans l'annexe A.

Les Z' de GUT

Comme nous l'avons déjà mentionné, il existe un grand nombre de GUT qui prédisent l'existence de Z' . Cependant, des efforts de classification ont été faits afin de rendre compte de différents modèles dans une même paramétrisation. Ainsi en 2004, Carena, Daleo, Dobrescu, Tait (CDDT) [50] ont classifié les couplages d'un Z' provenant d'un groupe $U(1)_X$ supplémentaire à partir des contraintes imposées par l'annulation des diagrammes faisant intervenir des diagrammes triangulaires de fermions.

Ils ont considéré le cas général d'un groupe de gauge $G_{MS} \times U(1)_X$. Il apparaît alors les diagrammes triangulaires présentés sur la figure 4.2 qui font intervenir :

- (a),(b),(c) : le Z' de $U(1)_X$ avec deux gluons de $SU(3)_C$, deux bosons de $SU(2)_L$ ou deux bosons de $U(1)_Y$;
- (d) : le Z' de $U(1)_X$ avec deux gravitons ;
- (e) : deux Z' de $U(1)_X$ avec un boson de $U(1)_Y$;
- (f) : trois Z' de $U(1)_X$.

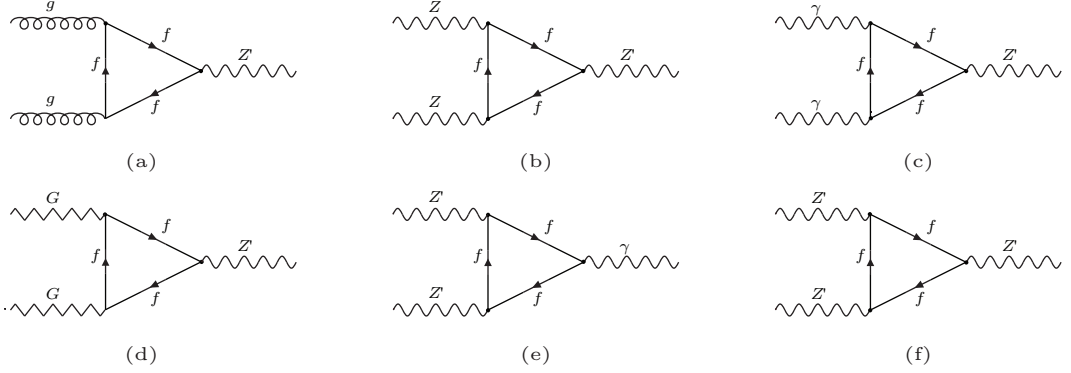


FIG. 4.2: Anomalies triangulaires avec un Z' .

Afin que ces anomalies triangulaires s'annulent ou se compensent entre elles, des diagrammes triangulaires de nouveaux fermions prédits par la théorie (tels que les D et D' du modèle E_6 voir 2.3.1) doivent être pris en compte. Les contraintes dues aux annulations des anomalies triangulaires se traduisent par six équations qui ont pour inconnues les charges des différents fermions inclus dans le modèle.

La paramétrisation CDDT s'intéresse à quatre types de solutions correspondant à des groupes $U(1)_X$ particulier ; ces solutions fixent la valeur des différentes charges.

$U(1)_{B-xL}$

Si l'on considère que la masse des quarks (et principalement celle du quark top) est donnée *via* un couplage de Yukawa, alors la solution la plus générale correspond à un groupe noté $U(1)_{B-xL}$ qui prévoit des charges de type $B-xL$ pour les différents fermions. On notera que cette solution inclut le Z'_{B-L} ($x = 1$) présenté au paragraphe 2.3.1 tout en étant plus générale puisque x est un paramètre libre. Toutefois, cette solution nécessite des couplages entre le Z' et un neutrino droit ν_R , deux nouveaux doublets de $SU(2)$ notés Ψ_1, Ψ_2 et deux nouveaux singlets¹ de $SU(2)$ notés ψ_1, ψ_2 .

$U(1)_{q+xu}$

Si l'on suppose au contraire que les masses des fermions sont attachées à un autre mécanisme que les couplages de Yukawa, il existe alors d'autres solutions liées à d'autres Z' . On trouve le groupe noté $U(1)_{q+xu}$ qui correspond à une solution utilisant seulement

¹On introduit deux nouveaux doublets et deux nouveaux singlets par famille de fermions.

les fermions du MS (neutrino droit en sus). Celle-ci contient entre autres le Z'_{LR} qui correspond à une valeur du paramètre $x = 4 - 3\kappa^2$ (voir § 2.3.1).

Toujours sous la même hypothèse pour la génération des masses et en ajoutant des fermions, on peut trouver deux autres solutions intéressantes.

$U(1)_{d-xu}$

Le groupe $U(1)_{d-xu}$ qui impose un couplage nul entre le Z' et la partie gauche des quarks nécessite deux nouveaux triplets de couleur² noté ξ_1^C, ξ_2^C ainsi que Ψ_1, Ψ_2 et ν_R . Cette solution inclut le Z'_R du groupe $U(1)_{3R}$ pour $x = 1$.

$U(1)_{10+x\bar{5}}$

Le groupe noté $U(1)_{10+x\bar{5}}$ qui associe une charge $1/3$ aux fermions de la représentation **10** de $SU(5)$ et une charge $x/3$ à ceux de la représentation $\bar{\mathbf{5}}$ devient aussi une solution à condition d'ajouter en plus des fermions déjà discutés, un deuxième neutrino droit ψ_3 . Cette solution est remarquable car elle contient les Z' usuels prédits par le modèle de grande unification basé sur le groupe E_6 . Le modèle ψ correspond à $x = 1$, χ à $x = -3$ et η à $x = -1/2$.

Le tableau 4.1 résume l'ensemble des charges attribuées aux différents fermions pour ces quatre catégories de groupe $U(1)$ supplémentaire.

Cette paramétrisation CDDT est intéressante car elle rend compte des Z' usuels utilisés dans les analyses phénoménologiques tout en utilisant un cadre plus général ne possédant qu'un seul paramètre libre x .

4.1.3 Les charges axiales et vectorielles

En utilisant les définitions de $f = f_L + f_R$, on peut réécrire le lagrangien (4.1) sous la forme :

$$\mathcal{L}_{int} = g_{Z'} \bar{f} \gamma^\mu \left(\frac{x_{f_L} + x_{f_R}}{2} - \frac{x_{f_L} - x_{f_R}}{2} \gamma^5 \right) f Z'_\mu \quad (4.2)$$

Ceci permet de définir les charges axiales $A_{Z'}^f$ et vectorielles $V_{Z'}^f$ du Z' qui peuvent s'exprimer dans différentes conventions.

- La convention de CDDT [50] :

$$\mathcal{L}_{int} = g_{Z'} \bar{f} \gamma^\mu \left(V_{Z'}^f - A_{Z'}^f \gamma^5 \right) f Z'_\mu$$

avec $V_{Z'}^f = \frac{x_{f_L} + x_{f_R}}{2}$ et $A_{Z'}^f = \frac{x_{f_L} - x_{f_R}}{2}$ (4.3)

²On introduit deux nouveaux triplets par famille de fermions.

Particules	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	$U(1)_{B-xL}$	$U(1)_{q+xu}$	$U(1)_{d-xu}$	$U(1)_{10+x\bar{5}}$
$\begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_L$	0	1/2	-1	$-x$	-1	$(x-1)/3$	$x/3$
ν_R	0	0	0	-1	$(x-4)/3$	$-x/3$	$(x-2)/3$
e_R	0	0	-2	$-x$	$-(2+x)/3$	$x/3$	$-1/3$
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	r, v, b	1/2	1/3	1/3	1/3	0	1/3
u_R	r, v, b	0	4/3	1/3	$x/3$	$-x/3$	$-1/3$
d_R	r, v, b	0	-2/3	1/3	$(2-x)/3$	1/3	$-x/3$
Ψ_1	0	1/2	-1	-1	.	$-2x/5$	$-(1+x)/3$
Ψ_2	0	1/2	-1	$-x$.	$\frac{1}{3}(\frac{x}{5} - 1)$	2/3
ψ_1	0	0	-2	-1	.	.	.
ψ_2	0	0	-2	$-x$.	.	.
ξ_1	r, v, b	0	-2/3	.	.	$\frac{1}{3}(1 - \frac{4x}{5})$	-2/3
ξ_2	r, v, b	0	-2/3	.	.	$x/15$	$(1+x)/3$
ψ_3	0	0	0	.	.	.	$-x/3 - 1$

TAB. 4.1: Nombres quantiques des différents fermions dans la paramétrisation CDDT.

- La convention de Halzen-Martin [4] utilisée dans la première partie :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{g_{Z'}}{2} \bar{f} \gamma^\mu \left(V_{Z'}^f - A_{Z'}^f \gamma^5 \right) f Z'_\mu$$

$$\text{avec } V_{Z'}^f = x_{f_L} + x_{f_R} \text{ et } A_{Z'}^f = x_{f_L} - x_{f_R} \quad (4.4)$$

- La convention de Pythia [51] utilisée pour la génération d'événements (voir 5.2.1). Cette convention définit les charges $V_{Z'}^f$ et $A_{Z'}^f$ du Z' par analogie avec ceux du Z du MS, elle fait donc intervenir le couplage g de $SU(2)_L$ et l'angle de mélange θ_W :

$$\mathcal{L}_{int} = \frac{g}{4 \cos \theta_W} \bar{f} \gamma^\mu \left(V_{Z'}^f - A_{Z'}^f \gamma^5 \right) f Z'_\mu$$

$$\text{avec } V_{Z'}^f = 2 \cos \theta_W \frac{g_{Z'}}{g} (x_{f_L} + x_{f_R}) \text{ et } A_{Z'}^f = 2 \cos \theta_W \frac{g_{Z'}}{g} (x_{f_L} - x_{f_R}) \quad (4.5)$$

On remarquera que dans cette convention, le couplage $g_{Z'}$ est normalisé par rapport au couplage g du Z .

Les Z' peuvent donc être définis en utilisant soit les charges x_f soit les charges $V_{Z'}^f$ et $A_{Z'}^f$ attribuées aux différents fermions. On peut également remarquer qu'un boson qui se couple de la même manière aux parties droites et gauches des fermions possède un couplage axial nul, c'est le cas du photon qui est purement vecteur.

4.2 Le processus partonique

Les règles de Feynman mises en jeu dans la collision dure du processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$ illustré sur la figure 4.1 sont écrites dans le tableau 4.2 dans la convention de CDDT .

Propagateur $(P_{B\mu\nu}(k))$ $B = \gamma, Z, Z'$	γ	$-ig_{\mu\nu}/k^2$
	Z	$-i \frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / M_Z^2}{k^2 - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z}$
	Z'	$-i \frac{g_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu / M_{Z'}^2}{k^2 - M_{Z'}^2 + iM_{Z'} \Gamma_{Z'}}$
Vertex $f\bar{f}$ $(I_B^{f\mu})$ $B = \gamma, Z, Z'$	γ	$-ig_\gamma \gamma^\mu V_\gamma^f$
	Z	$-ig_Z \gamma^\mu (V_Z^f - A_Z^f \gamma^5)$
	Z'	$-ig_{Z'} \gamma^\mu (V_{Z'}^f - A_{Z'}^f \gamma^5)$

TAB. 4.2: Règles de Feynman pour le processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$. Dans les propagateurs, k représente la quadri-impulsion. Dans les vertex, A^f et V^f sont respectivement les couplages axiaux et vectoriels du fermion f .

Les vertex d'interaction sont écrits en fonction des charges axiales (A^f) et vectorielles (V^f) multipliées par les couplages g_B des différents bosons $B = \gamma, Z$ ou Z' . Ces constantes de couplage g_γ et g_Z s'écrivent en fonction de la charge élémentaire e et de l'angle de mélange θ_W . Suivant les définitions utilisées dans les vertex présentés dans le tableau 4.2, on peut écrire :

$$g_\gamma = e = 2\sqrt{\pi\alpha_{EM}}$$

$$g_Z = \frac{e}{2 \sin \theta_W \cos \theta_W} \quad (4.6)$$

$$g_{Z'} = \frac{g_Z}{2} \text{ (dans la convention de Pythia)} \quad (4.7)$$

Ces couplages multiplient les charges A^f et V^f des différents fermions pour les bosons γ, Z, Z' . Ces charges sont présentées dans le tableau 4.3 pour les bosons γ et Z . Les charges des différents Z' utilisés dans les diverses analyses de cette thèse pourront être trouvées, écrites dans la convention de Pythia, dans les annexes A et B.

	u, c, t	d, s, b	ν_e, ν_μ, ν_τ	e^-, μ^-, τ^-
A_γ^f	0	0	0	0
V_γ^f	2/3	-1/3	0	-1
A_Z^f	1	-1	1	-1
V_Z^f	$1 - 8 \sin^2 \theta_w / 3$	$4 \sin^2 \theta_w / 3 - 1$	1	$4 \sin^2 \theta_w - 1$

TAB. 4.3: Charges axiales (A_B^f) et vectorielles (V_B^f) des différents bosons $B = \gamma, Z$ aux différents fermions écrites dans la convention de Pythia.

4.2.1 La section efficace différentielle

La section efficace différentielle $\frac{d\hat{\sigma}^{ql}}{d\Omega}$ du processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$ s'écrit à partir de l'élément de matrice \mathcal{M}_B correspondant au processus $q\bar{q} \rightarrow B \rightarrow l\bar{l}$ faisant intervenir un boson $B = \gamma, Z$ ou Z' .

Cet élément de matrice s'écrit en fonction des règles de Feynmann présentées dans le tableau 4.2 :

$$-i\mathcal{M}_B = \bar{v}_q I_B^{q\mu} u_q \times P_{B\mu\nu}(k) \times \bar{u}_l I_B^{l\nu} v_{\bar{l}} \quad (4.8)$$

où I représente les vertex d'interaction et P le propagateur du boson B .

La section efficace différentielle $\frac{d\hat{\sigma}^{ql}}{d\Omega}$ va alors s'écrire comme la somme de différentes contributions réelles $\text{Re}[\mathcal{M}_B \mathcal{M}_{B'}^*]$ avec B et $B' = \gamma, Z$ ou Z' . On trouve dans cette somme les contributions du photon, du Z et du Z' pour $B = B' = \gamma, Z$ et Z' , ainsi que des termes croisés ($B \neq B'$) qui correspondent aux interférences entre les bosons.

Après intégration sur l'espace de phase, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}^{ql}}{d\Omega}(\hat{s}) &= \frac{1}{64\pi^2 \hat{s}} \text{Re} \left[\underbrace{(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_\gamma^* + \mathcal{M}_Z \mathcal{M}_Z^* + \mathcal{M}_{Z'} \mathcal{M}_{Z'}^*)}_{\text{Contribution des } \gamma, Z, Z'} + 2 \underbrace{(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z^* + \mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z'}^* + \mathcal{M}_Z \mathcal{M}_{Z'}^*)}_{\text{Interférences entre les bosons}} \right] \\ &= \frac{1}{64\pi^2 \hat{s}} \sum_{B, B'} \text{Re}[\mathcal{M}_B \mathcal{M}_{B'}^*] \\ &\equiv \sum_{B, B'} \frac{d\hat{\sigma}_{BB'}^{ql}}{d\Omega}(\hat{s}) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Dans cette équation Ω représente l'angle solide et $\frac{d\hat{\sigma}_{BB'}^{ql}}{d\Omega}$ la contribution des bosons ($B = B'$) ou des interférences ($B \neq B'$).

Le calcul des termes $\text{Re}[\mathcal{M}_B \mathcal{M}_{B'}^*]$ se fait en prenant la somme des états finaux et la

moyenne des états initiaux, on obtient alors :

$$\mathcal{M}_B \mathcal{M}_{B'}^* = N_c^q g_B^2 g_{B'}^2 \hat{s}^2 \frac{2C_{BB'}^{ql} \cos \theta^* + D_{BB'}^{ql} (1 + \cos^2 \theta^*)}{(\hat{s} - M_B^2 + iM_B \Gamma_B) (\hat{s} - M_{B'}^2 - iM_{B'} \Gamma_{B'})} \quad (4.10)$$

et les contributions réelles s'écrivent :

$$\begin{aligned} \text{Re} [\mathcal{M}_B \mathcal{M}_{B'}^*] &= N_c^q g_B^2 g_{B'}^2 \hat{s}^2 \left[2C_{BB'}^{ql} \cos \theta^* + D_{BB'}^{ql} (1 + \cos^2 \theta^*) \right] \\ &\times \frac{(\hat{s} - M_B^2)(\hat{s} - M_{B'}^2) + M_B \Gamma_B M_{B'} \Gamma_{B'}}{\left[(\hat{s} - M_B^2)^2 + M_B^2 \Gamma_B^2 \right] \left[(\hat{s} - M_{B'}^2)^2 + M_{B'}^2 \Gamma_{B'}^2 \right]} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Dans ces expressions, l'angle θ^* est l'angle entre le quark initial et le lepton final dans le référentiel du centre de masse de la collision partonique et $N_c^q = 3$ représente le nombre de couleurs des quarks.

Les termes $C_{BB'}^{ql}$ et $D_{BB'}^{ql}$ dépendent des charges des fermions (f = quarks initiaux (q) ou leptons finaux (l)) sous les différentes interactions véhiculées par les bosons B et B' . Ils s'expriment en fonction des charges axiales (A_B^f) et vectorielles (V_B^f) comme suit :

$$C_{BB'}^{ql} = V_B^q V_B^l A_{B'}^q A_{B'}^l + V_B^q A_B^l A_{B'}^q V_{B'}^l + A_B^q V_B^l V_{B'}^q A_{B'}^l + A_B^q A_B^l V_{B'}^q V_{B'}^l \quad (4.12)$$

$$D_{BB'}^{ql} = V_B^q V_B^l V_{B'}^q V_{B'}^l + V_B^q A_B^l V_{B'}^q A_{B'}^l + A_B^q V_B^l A_{B'}^q V_{B'}^l + A_B^q A_B^l A_{B'}^q A_{B'}^l \quad (4.13)$$

On peut noter que ces termes $C_{BB'}^{ql}$ et $D_{BB'}^{ql}$ sont symétriques sous les transformations $q \leftrightarrow l$ et $B \leftrightarrow B'$ et il est également intéressant de se souvenir que les charges axiales du photon sont nulles ($A_\gamma^f = 0$). Ces relations vont alors nous permettre de calculer différentes observables physiques. Nous nous sommes principalement intéressés à la distribution angulaire, à la rapidité et au spectre de masse invariante dileptonique.

4.2.2 La distribution angulaire

Avec l'élément de matrice (4.11), on remarque que les différentes contributions de (4.9) se factorisent en deux parties, une dépendante de $\cos \theta^*$, l'autre de $1 - \cos^2 \theta^*$.

Le processus est supposé isotrope en ϕ ce qui nous donne $d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi = 2\pi d\cos \theta$. On obtient alors la distribution angulaire du processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$ à partir de (4.9) :

$$\frac{d\hat{\sigma}^{ql}}{d\cos \theta^*}(\hat{s}) = \sum_{B,B'} \frac{d\hat{\sigma}_{BB'}^{ql}}{d\cos \theta^*}(\hat{s}) \quad (4.14)$$

avec

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\sigma}_{BB'}^{ql}}{d\cos\theta^*}(\hat{s}) &= \frac{\hat{s}N_c^q}{32\pi}g_B^2g_{B'}^2 \frac{(\hat{s}-M_B^2)(\hat{s}-M_{B'}^2)+M_B\Gamma_B M_{B'}\Gamma_{B'}}{\left[(\hat{s}-M_B^2)^2+M_B^2\Gamma_B^2\right]\left[(\hat{s}-M_{B'}^2)^2+M_{B'}^2\Gamma_{B'}^2\right]} \\ &\times \left(2C_{BB'}^{ql}\cos\theta^*+D_{BB'}^{ql}(1+\cos^2\theta^*)\right) \end{aligned} \quad (4.15)$$

On exprime généralement cette distribution angulaire de la manière suivante :

$$\frac{d\hat{\sigma}_{BB'}^{ql}}{d\cos\theta^*}(\hat{s}) = \hat{\sigma}_{BB'}^{ql}(\hat{s}) \times \left(\frac{3}{8}(1+\cos^2\theta^*) + A_{FB}^{BB'}\cos\theta^*\right) \quad (4.16)$$

avec

$$\hat{\sigma}_{BB'}^{ql}(\hat{s}) = \frac{\hat{s}N_c^q}{12\pi}g_B^2g_{B'}^2D_{BB'}^{ql} \frac{(\hat{s}-M_B^2)(\hat{s}-M_{B'}^2)+M_B\Gamma_B M_{B'}\Gamma_{B'}}{\left[(\hat{s}-M_B^2)^2+M_B^2\Gamma_B^2\right]\left[(\hat{s}-M_{B'}^2)^2+M_{B'}^2\Gamma_{B'}^2\right]} \quad (4.17)$$

et

$$A_{FB}^{BB'} = \frac{3}{4} \frac{C_{BB'}^{ql}}{D_{BB'}^{ql}} \quad (4.18)$$

Dans cette relation, le terme $A_{FB}^{BB'}$ quantifie l'asymétrie entre la distribution des leptons négatifs produits vers l'avant ($\cos\theta^* > 0$) et ceux produits vers l'arrière ($\cos\theta^* < 0$). Cette asymétrie apparait pour $A_{FB}^{BB'} \neq 0$ et est appelée asymétrie avant-arrière (FB pour *Forward - Backward*).

Au pic du Z' ($\hat{s} = M_{Z'}^2$), la distribution angulaire (4.14) est largement dominée par le terme $\frac{d\hat{\sigma}_{Z'Z'}^{ql}}{d\cos\theta^*}$ qui fait intervenir l'asymétrie $A_{FB}^{Z'Z'}$ qui dépend fortement des couplages du Z' . Hors de la résonance ($\hat{s} \neq M_{Z'}^2$), les contributions du photon et du Z ne sont pas négligeables et l'asymétrie totale dépend des charges des trois bosons. C'est cette forte dépendance aux couplages qui fait de l'asymétrie avant-arrière une observable intéressante pour la recherche et l'étude phénoménologique des Z' .

D'un point de vue expérimental, on exprime généralement l'asymétrie avant-arrière en fonction de la distribution angulaire $\frac{d\hat{\sigma}^{ql}}{d\cos\theta^*}(\hat{s})$ intégrée sur un certain domaine d'énergie \hat{s} . En effet, l'asymétrie avant-arrière traduisant le déséquilibre entre le nombre de leptons positifs émis vers l'avant ($\cos\theta^* > 0$) et le nombre de leptons positifs émis vers l'arrière ($\cos\theta^* < 0$) dans le référenciel du centre de masse du Z' , on peut l'écrire :

$$A_{FB} = \frac{F-B}{F+B} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} F = \int_0^1 \frac{d\hat{\sigma}^{ql}}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^* \\ B = \int_{-1}^0 \frac{d\hat{\sigma}^{ql}}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^* \end{cases} \quad (4.19)$$

Une analyse détaillée de la reconstruction de la distribution angulaire et de l'asymétrie auprès du détecteur ATLAS à été menée dans [52]. Cette étude montre qu'il est possible de reconstruire ces observables malgré les difficultés liées aux collisions symétriques proton-proton et qu'elles peuvent être utiles pour discriminer les différents modèles de Z' .

4.2.3 Le spectre de masse invariante

Le spectre de masse invariante dilepton (m_{ll}) du processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$ s'obtient en intégrant la distribution angulaire (4.14).

$$\hat{\sigma}^{ql}(\hat{s}) = \int_{-1}^1 \frac{d\hat{\sigma}^{ql}}{d\cos\theta^*} d\cos\theta^* = \sum_{B,B'} \hat{\sigma}_{BB'}^{ql}(\hat{s}) \quad (4.20)$$

avec $\hat{\sigma}_{BB'}^{ql}(\hat{s})$ défini par l'équation (4.17).

Dans la voie s que nous étudions, l'énergie disponible dans le centre de masse est $\sqrt{\hat{s}}$. Elle s'écrit en fonction de la masse invariante m_{ll} des deux leptons comme $\hat{s} = m_{ll}^2$. On a alors :

$$\hat{\sigma}^{ql}(m_{ll}) = \sum_{B,B'} \hat{\sigma}_{BB'}^{ql}(m_{ll}) \quad (4.21)$$

avec

$$\hat{\sigma}_{BB'}^{ql}(m_{ll}) = \frac{m_{ll}^2 N_c^q}{12\pi} g_B^2 g_{B'}^2 D_{BB'}^{ql} \frac{(m_{ll}^2 - M_B^2)(m_{ll}^2 - M_{B'}^2) + M_B \Gamma_B M_{B'} \Gamma_{B'}}{\left[(m_{ll}^2 - M_B^2)^2 + M_B^2 \Gamma_B^2\right] \left[(m_{ll}^2 - M_{B'}^2)^2 + M_{B'}^2 \Gamma_{B'}^2\right]} \quad (4.22)$$

Dans le cas où $m_{ll} > 200$ GeV, on peut négliger le pic de résonance du Z et la prédiction du modèle standard pour le spectre de masse invariante du processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$ se décompose en trois parties :

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}^{ql}(m_{ll}) &= \frac{N_c^q}{12\pi} \left(g_\gamma^4 D_{\gamma\gamma}^{ql} + g_Z^4 D_{ZZ}^{ql} + 2g_\gamma^2 g_Z^2 D_{\gamma Z}^{ql} \right) \frac{1}{m_{ll}^2} \\ &+ \frac{N_c^q}{12\pi} g_{Z'}^4 D_{Z'Z'}^{ql} \frac{m_{ll}^2}{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \\ &+ \frac{N_c^q}{12\pi} \left(g_\gamma^2 g_{Z'}^2 D_{\gamma Z'}^{ql} + g_Z^2 g_{Z'}^2 D_{ZZ'}^{ql} \right) \frac{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)}{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \end{aligned} \quad (4.23)$$

- Le premier terme de cette expression correspond au processus DY MS $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l\bar{l}$ dans lequel on a négligé le pic du Z .
- Le deuxième est la résonance du Z' en forme de Breit-Wigner relativiste de centre

$M_{Z'}$ et de largeur $\Gamma_{Z'}$.

- Le troisième représente les interférences entre les bosons γ/Z' et Z/Z' . Il est important de remarquer que plus les couplages du Z' sont petits par rapport à ceux du γ ou du Z , plus ce terme d'interférence est dominant par rapport au pic du Z' . Ceci revient à dire que plus le Z' est étroit, plus il sera interférant.

4.2.4 La largeur de désintégration

Les largeurs de désintégration du Z' se calculent à partir des règles de Feynman pour un vertex $Z' \rightarrow f\bar{f}$. L'élément de matrice qui lui est associé s'écrit de manière analogue à (4.8) :

$$-i\mathcal{M}_f = \varepsilon_\alpha \bar{u}_f I_{Z'}^{f\nu} v_{\bar{f}} \quad (4.24)$$

où ε_α représente les différents états d'hélicité possibles du Z' .

Dans la mesure où l'angle de mélange entre le Z et le Z' est très petit (voir Tableau 2.4), la désintégration $Z' \rightarrow W^+W^-$ est négligeable et on obtient la largeur totale de désintégration en prenant la somme de toutes les largeurs partielles associées à chaque canal fermioniques :

$$\Gamma_{Z'} = \Gamma_f \quad \text{avec} \quad \Gamma_f = \frac{p_f}{8\pi M_{Z'}^2} |\mathcal{M}_f|^2 \quad (4.25)$$

dans cette expression, $p_f = |\vec{p}_f| = |\vec{p}_{\bar{f}}| = \frac{M_{Z'}}{2} \sqrt{1 - 4\frac{m_f^2}{M_{Z'}^2}}$ représente la norme de l'impulsion spatiale dans l'état final.

Le calcul de l'élément de matrice (4.24) donne l'expression de la largeur partielle Γ_f :

$$\Gamma_f = \frac{1}{12\pi} N_c^f g_{Z'}^2 M_{Z'} \sqrt{1 - 4\frac{m_f^2}{M_{Z'}^2}} \left[\left(1 + 2\frac{m_f^2}{M_{Z'}^2}\right) V_{Z'}^{f2} + \left(1 - 4\frac{m_f^2}{M_{Z'}^2}\right) A_{Z'}^{f2} \right] \quad (4.26)$$

Cette expression se simplifie si l'on néglige la masse des fermions devant la masse du Z' ($m_f \ll M_{Z'}$) :

$$\Gamma_f = \frac{1}{12\pi} N_c^f g_{Z'}^2 M_{Z'} \left[V_{Z'}^{f2} + A_{Z'}^{f2} \right] \quad (4.27)$$

En général, pour le calcul de la largeur totale de décroissance d'un Z' , tous les fermions du MS sont supposés sans masse, à l'exception du quark top. Il est important de noter qu'en fonction du modèle théorique, le Z' peut décroître en particules exotiques et qu'il est nécessaire de prendre en compte ces nouveaux canaux dans le calcul de la largeur. Cependant, pour la plupart des analyses phénoménologiques, ces particules exotiques sont supposées très lourdes et les canaux associés fermés. La conséquence de cette hypo-

thèse est une sous-estimation de la largeur naturelle du Z' et donc de la section efficace de production. Pour les analyses telles que l'estimation du potentiel de découverte, cette hypothèse mène alors à des résultats conservatifs.

4.3 Des partons aux protons

L'idée originale de S.D. Drell et T.M. Yan [53, 54] pour décrire le processus $pp \rightarrow \gamma/Z(/Z') \rightarrow l\bar{l}$ est basée sur le modèle des partons [55] initialement développé pour le processus de diffusion profondément inélastique d'un électron sur un proton (DIS pour *Deep Inelastic Scattering*). Étant donné les propriétés de liberté asymptotique de la QCD, les partons qui forment les protons interagissent quasi-librement durant les collisions. On obtient alors la section efficace hadronique en sommant indépendamment les contributions de chaque parton accessible dans l'état initial, pondéré par les fonctions de distribution associées aux partons dans le proton (PDF pour *Parton Density Function*). D'autre part, le théorème de factorisation énonce que l'on peut séparer le processus hadronique en une partie correspondant au processus partonique (courte distance) et une autre reliée à la physique qui opère au sein du hadron (longue distance). On exprime alors la section efficace $\frac{d\sigma_{pp \rightarrow l\bar{l}}}{dm_{ll}}$ au niveau hadronique en fonction de la section efficace partonique $\hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}}^{ql}(m_{ll})$ comme :

$$\frac{d\sigma_{pp \rightarrow l\bar{l}}}{dm_{ll}} = \sum_{q,\bar{q}} \int_0^1 \int_0^1 f_q(x_1, \mu_F^2) f_{\bar{q}}(x_2, \mu_F^2) \hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow l\bar{l}}^{ql}(m_{ll}) \delta\left(m_{ll} - \sqrt{x_1 x_2 S}\right) dx_1 dx_2 \quad (4.28)$$

Dans cette relation, les quantités sans dimensions x_1 et x_2 représentent la fraction d'impulsion conférée au parton par le proton et S correspond à l'énergie de la collision hadronique. Elles sont communément appelées variables de Bjorken. Les distributions de probabilité f_q représentent la distribution de cette fraction d'impulsion x en fonction de la saveur du parton. La variable μ_F est appelée échelle de factorisation et peut être vue comme la séparation entre les processus relevant de l'interaction partonique et ceux relevant de l'interaction au sein du proton. Pour un processus tel que $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$, μ_F est généralement fixée à la masse invariante m_{ll} des deux leptons de l'état final.

Cette échelle μ_F est introduite à la main lors du calcul de l'évolution des PDF avec les équations de DGLAP [56, 57, 58]. Elle n'est donc pas physique et par conséquent ne doit pas influencer sur le résultat d'un calcul théorique qui prendrait en compte tous les ordres perturbatifs.

Comme le montre la relation (4.28), de bonnes prédictions théoriques au niveau hadronique sur des observables telles que la section efficace requièrent une bonne connaissance des PDF $f_q(x, \mu_F^2)$ du proton. Ces PDF sont estimées à partir de mesures expérimentales et de calculs en QCD perturbative.

4.3.1 L'estimation des PDF

L'équation d'évolution

Le calcul théorique de la densité $f_q(x, \mu_F^2)$ de quark q possédant la fraction d'impulsion x d'un proton à l'échelle d'énergie μ_F fait intervenir la QCD. Cependant, les interactions fortes faisant intervenir des énergies $\lesssim 10$ GeV relèvent de la QCD non perturbative et ne peuvent être traitées actuellement. Pour connaître les densités $f_q(x, \mu_F^2)$, il est donc nécessaire de s'appuyer sur les résultats d'expériences telles que la DIS schématisée sur la figure 4.3-a qui permettent une mesure de $f_q(x)$ à une énergie $Q_0 \sim 10$ GeV. Il est ensuite possible de calculer l'évolution de cette PDF en QCD perturbative et ainsi connaître la structure du proton qui interviendra dans les collisions du LHC par exemple.

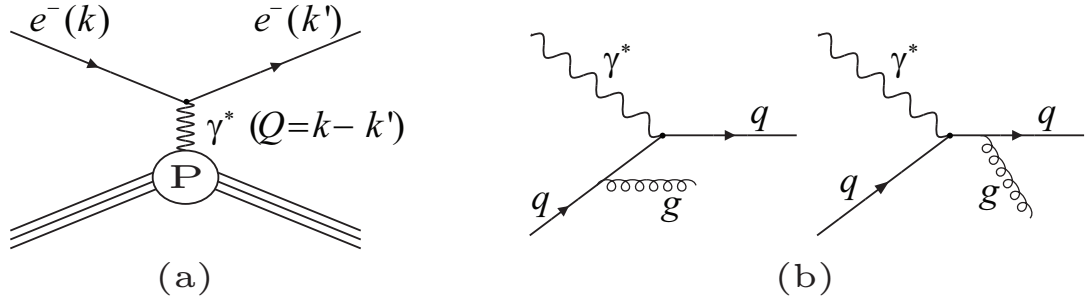


FIG. 4.3: (a) Processus de diffusion profondément inélastique d'un électron sur un proton utilisé pour l'estimation des PDF. (b) Emission de gluons réels pouvant intervenir dans le processus de diffusion inélastique.

Même à l'ordre le plus bas, le calcul de l'évolution des PDF doit tenir compte de termes tels que les émissions de gluons schématisées sur la figure 4.3-b. Ces termes font alors apparaître des divergences infrarouges logarithmiques lorsque l'émission des gluons est colinéaire au quark. On décompose alors ces divergences en introduisant l'échelle de factorisation μ_F suivant la forme :

$$\ln \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) = \underbrace{\ln \left(\frac{Q^2}{\mu_F^2} \right)}_{\text{Terme divergent}} + \underbrace{\ln \left(\frac{\mu_F^2}{Q_0^2} \right)}_{\text{Terme fini}} \quad (4.29)$$

Les corrections divergentes sont ainsi scindées en une partie finie “petite” ($\mu_F \sim Q$) et une partie divergente dépendante de μ_F . Ces parties divergentes sont ensuite resumées à tous les ordres et incluses dans une PDF “renormalisée” dépendante de l'échelle μ_F . C'est cette PDF “renormalisée” que l'on note $f_q(x, \mu_F^2)$ et que l'on nomme communément PDF du parton q . Elle resomme toutes les divergences infrarouges colinéaires jusqu'à l'échelle d'énergie μ_F .

L'échelle de factorisation μ_F est arbitraire et les grandeurs physiques ne doivent pas en dépendre. Cette condition permet d'écrire les équations d'évolution pour la PDF

“renormalisée” $f_q(x, \mu_F^2)$, connue sous le nom d’équation DGLAP :

$$\mu_F^2 \frac{\partial f_q(x, \mu_F^2)}{\partial \mu_F^2} = \frac{\alpha_s(\mu_F^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} P_{qq} \left(\frac{x}{\xi} \right) f_q(\xi, \mu_F^2) \quad (4.30)$$

où la fonction $P_{p_1, p_2}(x)$ est appelée fonction de *splitting* et représente la probabilité qu’un parton p_1 se scinde en un parton p_2 emportant une fraction x de l’impulsion et un second parton avec la fraction $(1 - x)$. Elle peut être évaluée en QCD perturbative à partir d’un calcul d’élément de matrice.

D’un point de vue pratique, les calculs actuels ne permettent pas de prendre en compte toutes les corrections radiatives ; le résultat n’est donc pas exactement indépendant de μ_F . Il faut alors veiller à bien définir la valeur utilisée pour μ_F . De plus, la plus ou moins grande dépendance du résultat en fonction de cette valeur va permettre une estimation de l’erreur attachée au calcul théorique (voir § 5.1.3).

Les mesures expérimentales

La détermination des PDF se fait en exploitant les mesures expérimentales de DIS dans le cadre théorique du modèle des partons [55]. Des ajustements par des fonctions *ad hoc* des différentes grandeurs expérimentales permettent de remonter à la distribution de partons à l’énergie de l’expérience.

Les premières mesures de PDF se sont faites auprès d’expériences de DIS sur cible fixe. Dans les années 1990, le collisionneur électrons-protons HERA a spécialement été mis en service à Hambourg en Allemagne pour l’étude du DIS à plus haute énergie. La figure 4.4 représente les différents domaines en x et en Q^2 couverts par les expériences de cibles fixes et le collisionneur HERA. Les résultats de ces expériences permettent donc une connaissance des PDF dans ces différents domaines.

Cependant, comme on peut également le voir sur la figure 4.4, les collisions du LHC se produiront dans des régions pouvant être éloignées de plusieurs ordres de grandeurs tant en x qu’en Q^2 . Les seules estimations des PDF à ces énergies nous sont alors fournies par les calculs de QCD perturbative *via* les équations DGLAP. Cependant le calcul de l’évolution des PDF sur plusieurs ordres de grandeur est sujet à de grandes incertitudes et cette méconnaissance des PDF sera une source importante d’incertidutes dans les études menées au LHC.

Il existe différents groupes qui évaluent les PDF à partir des données des expériences de DIS, les deux principaux sont :

- CTEQ pour *Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD*,
- MRST pour A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling et R.S. Thorne.

Pour les analyses menées au cours de cette thèse, nous avons utilisé les résultats obtenus par le groupe CTEQ qui a récemment développé un groupe de PDF contenant une distribution dite centrale, associée à d’autres permettant l’estimation de l’erreur

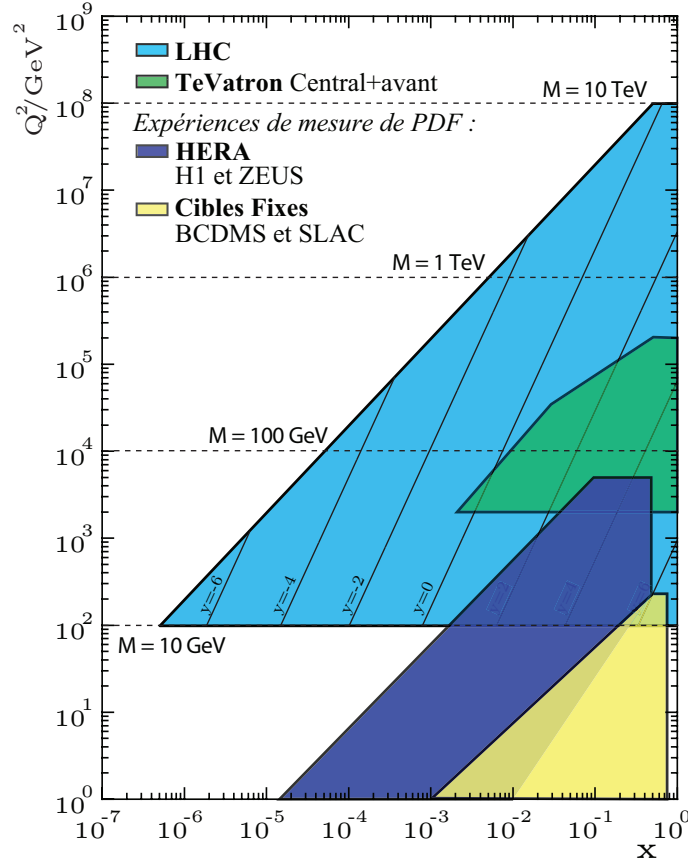


FIG. 4.4: Régions en x et Q^2 accessibles par les différentes expériences de mesure (HERA et cibles fixes) ainsi que par les collisionneurs dédiés à la recherche de nouvelle physique (TeVatron et LHC).

introduite par la méconnaissance des PDF dans les études phénoménologiques et expérimentales. L'interface appelée LHAPDF [59] simplifie l'utilisation de ces différentes PDF et est largement utilisée par la communauté.

La figure 4.5 présente les différentes PDF obtenues pour le proton par le groupe CTEQ en 2006 pour deux échelles d'énergie différentes 10 GeV et 1 TeV.

La PDF présentée ici est nommée CTEQ6L et correspond à un calcul à l'ordre le plus bas (LO pour *Leading Order*). Son calcul dépend néanmoins de certains paramètres tels que les masses des quarks ainsi que Λ_{QCD} définie par l'équation (1.35).

Notons qu'il existe également des PDF calculées à partir de calculs à l'ordre supérieur (NLO pour *Next to Leading Order*), c'est le cas de CTEQ6M qui a été utilisée (accompagnée de ses 40 distributions utiles pour l'estimation des erreurs) dans [60] lors du calcul NLO du processus $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ et de son implémentation dans MC@NLO (voir §5.2.2). Pour toutes les autres études menées au cours de cette thèse, nous avons

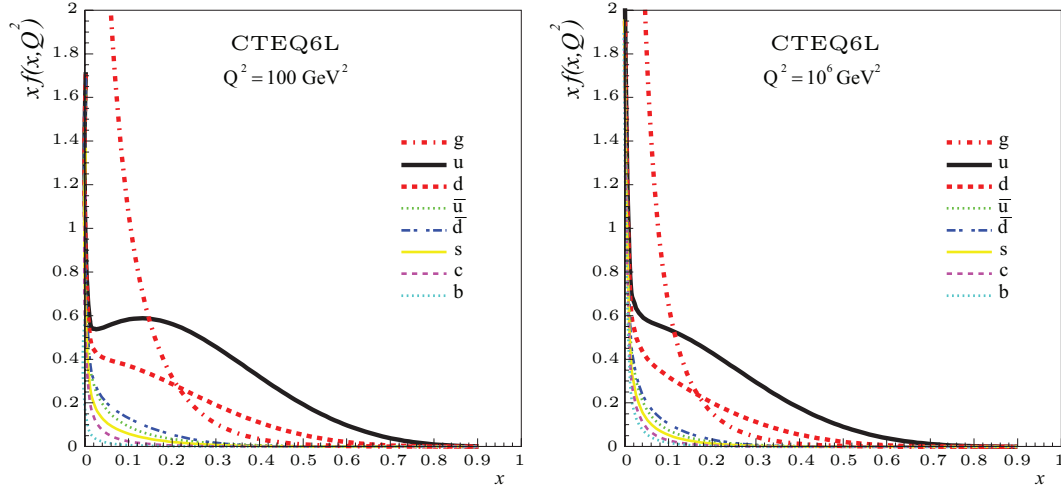


FIG. 4.5: Distribution en impulsion des partons obtenues au niveau LO par le groupe CTEQ pour $Q^2 = 100 \text{ GeV}^2$ (gauche) et $Q^2 = 10^6 \text{ GeV}^2$ (droite). Les distributions présentées correspondent à $x \times f(x, Q^2)$ où x représente la variable de Bjorken et $f(x, Q^2)$ la PDF.

utilisé la PDF CTEQ6L.

4.3.2 Le spectre de masse invariante dileptons aux collisionneurs hadroniques pp

Le spectre de masse invariante dilepton du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$ est donné, au niveau partonique, par l'expression (4.23). Le passage au niveau hadronique se fait en utilisant le principe de factorisation formulé par la relation (4.28). On peut alors écrire la distribution de masse invariante $\frac{d\sigma}{dm_{ll}}$ au niveau hadronique comme :

$$\frac{d\sigma}{dm_{ll}}(m_{ll}) = \sum_{q,\bar{q}} \int_0^1 \int_0^1 f_q(x_1, m_{ll}^2) f_{\bar{q}}(x_2, m_{ll}^2) \delta(x_1 x_2 - \frac{m_{ll}^2}{S}) \hat{\sigma}^{ql}(m_{ll}) \frac{2m_{ll}}{S} dx_1 dx_2 \quad (4.31)$$

Il est alors possible de calculer le spectre de masse invariante à l'ordre le plus bas en utilisant une intégration numérique sur les fonctions de distribution $f_q(x, m_{ll}^2)$. Les spectres présentés sur la figure 4.6 correspondent à un calcul LO pour une collision pp au LHC donnant une paire de leptons *via* le processus DY du MS ou par la création d'un nouveau boson Z'_χ d'une masse $M_{Z'} = 1 \text{ TeV}$. La PDF utilisée est CTEQ6L.

Le pic du Z est visible autour de 90 GeV, celui du Z'_χ à 1 TeV ; on peut également voir l'amplitude du processus DY du MS sous le pic du Z'_χ . Comme nous le verrons au paragraphe 7.5, le processus DY du MS est la principale source de bruit de fond lors des estimations du potentiel de découverte.

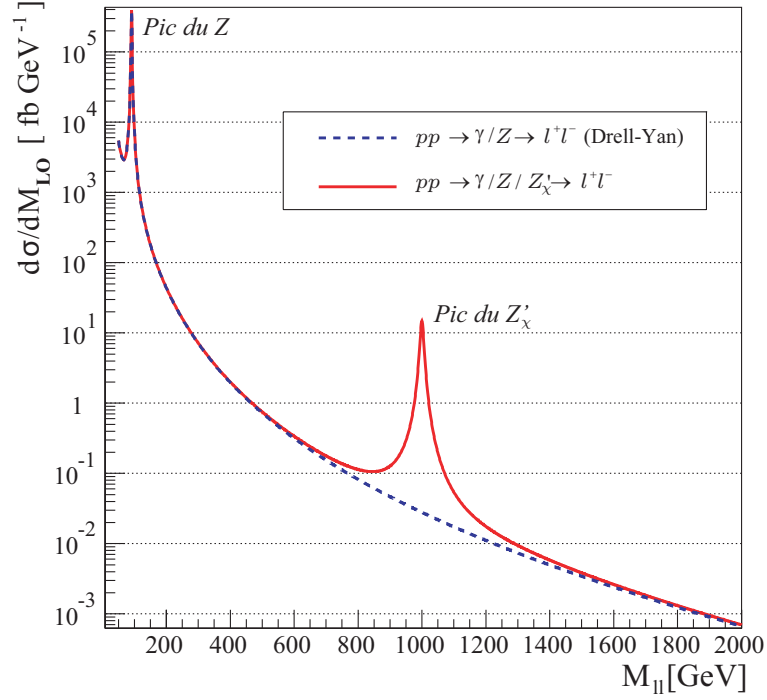


FIG. 4.6: *Prédictions théoriques obtenues au LO sur la section efficace différentielle en fonction de la masse invariante dileptonique M_{ll} pour le processus DY du MS (trait tireté) et pour le processus faisant intervenir un Z'_χ d'une masse de 1 TeV (trait plein).*

Paramétrisation du spectre de masse invariante

L'intégration numérique sur les PDF est relativement coûteuse en temps de calcul. Il est donc intéressant de factoriser la contribution des PDF de l'expression (4.31) en une fonction :

$$g_{\text{PDF}}(m_{ll}) = \sum_{q,\bar{q}} \int_0^1 \int_0^1 f_q(x_1, m_{ll}^2) f_{\bar{q}}(x_2, m_{ll}^2) \delta(x_1 x_2 - \frac{m_{ll}^2}{S}) dx_1 dx_2 \quad (4.32)$$

de sorte que pour $m_{ll} > 200$ GeV, on puisse écrire, en utilisant l'expression (4.23) :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dm_{ll}}(m_{ll}) = \frac{m_{ll}}{2\pi S} g_{\text{PDF}}(m_{ll}) \left[\right. & D_{\text{DY}}(m_{ll}) \frac{1}{m_{ll}^2} \\ & + D_{\text{Peak}}(m_{ll}) \frac{m_{ll}^2}{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \\ & \left. + D_{\text{Interf}}(m_{ll}) \frac{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)}{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \right] \end{aligned} \quad (4.33)$$

avec

$$\begin{aligned}
 D_{\text{DY}}(m_{ll}) &= \sum_{q,\bar{q}} P_{q\bar{q}}(m_{ll}) \times \left(g_\gamma^4 D_{\gamma\gamma}^{ql} + g_Z^4 D_{ZZ}^{ql} + 2g_\gamma^2 g_Z^2 D_{\gamma Z}^{ql} \right) \\
 D_{\text{Peak}}(m_{ll}) &= \sum_{q,\bar{q}} P_{q\bar{q}}(m_{ll}) \times g_{Z'}^4 D_{Z'Z'}^{ql} \\
 D_{\text{Interf}}(m_{ll}) &= \sum_{q,\bar{q}} P_{q\bar{q}}(m_{ll}) \times \left(g_\gamma^2 g_{Z'}^2 D_{\gamma Z'}^{ql} + g_Z^2 g_{Z'}^2 D_{Z'Z'}^{ql} \right)
 \end{aligned} \tag{4.34}$$

où $P_{q\bar{q}}(m_{ll})$ représente la proportion de collisions $q\bar{q}$ donnant une masse invariante m_{ll} pour les différentes saveurs de quarks lors d'une collision pp :

$$P_{q\bar{q}} = \frac{\int_0^1 \int_0^1 f_q(x_1, m_{ll}^2) f_{\bar{q}}(x_2, m_{ll}^2) \delta(x_1 x_2 - \frac{m_{ll}^2}{S}) dx_1 dx_2}{g_{\text{PDF}}(m_{ll})} \tag{4.35}$$

On peut alors décomposer le spectre de masse invariante en une partie contenant les contributions des PDF qui multiplie une partie purement liée au processus partonique du Z' :

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma}{dm_{ll}}(m_{ll}) &= \frac{1}{m_{ll}^2} \times G_{\text{PDF}}(m_{ll}) \\
 &+ \mathcal{A}_{\text{Peak}}(m_{ll}) \frac{\Gamma_{Z'}^2}{M_{Z'}^2} \frac{m_{ll}^2}{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \times G_{\text{PDF}}(m_{ll}) \\
 &+ \mathcal{A}_{\text{Interf}}(m_{ll}) \frac{\Gamma_{Z'}^2}{M_{Z'}^2} \frac{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)}{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \times G_{\text{PDF}}(m_{ll})
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

avec

$$G_{\text{PDF}}(m_{ll}) = \frac{m_{ll}}{2\pi S} g_{\text{PDF}}(m_{ll}) D_{\text{DY}}(m_{ll}) \tag{4.37}$$

$$\mathcal{A}_{\text{Peak/Interf}}(m_{ll}) = \frac{M_{Z'}^2}{\Gamma_{Z'}^2} \frac{D_{\text{Peak/Interf}}(m_{ll})}{D_{\text{DY}}(m_{ll})} \tag{4.38}$$

Le terme $G_{\text{PDF}}(m_{ll})$ contient les contributions des PDF ainsi que l'amplitude du processus DY en fonction de la masse invariante m_{ll} , il est alors indépendant de la physique du Z' et peut être estimé par des calculs MS ou comme nous le verrons au paragraphe 5.3 par un calcul Monte-Carlo.

Seuls quatre variables de l'équation (4.37) dépendent du Z' , ce sont : la masse $M_{Z'}$, la largeur $\Gamma_{Z'}$ ainsi que les deux amplitudes $\mathcal{A}_{\text{Peak}}(m_{ll})$ et $\mathcal{A}_{\text{Interf}}(m_{ll})$ qui correspondent respectivement à l'amplitude du processus Z' et à l'amplitude de l'interférence entre le Z' et le Z ou le γ . Notons que ces deux variables ont été normalisées à l'amplitude du processus γ/Z du modèle standard, ce qui permet d'attacher un sens à leurs valeurs

numériques.

Dans la limite où l'on considère que les proportions $P_{q\bar{q}}(m_{ll})$ ne varient pas dans le domaine $m_{ll} \in [M_{Z'} - 3\Gamma_{Z'}; M_{Z'} + 3\Gamma_{Z'}]$, il est alors raisonnable de fixer $\mathcal{A}_{\text{Peak}}(m_{ll})$ et $\mathcal{A}_{\text{Interf}}(m_{ll})$:

$$\mathcal{A}_{\text{Peak}} = \mathcal{A}_{\text{Peak}}(M_{Z'}) \quad (4.39)$$

$$\mathcal{A}_{\text{Interf}} = \mathcal{A}_{\text{Interf}}(M_{Z'}) \quad (4.40)$$

Les contributions des PDF et du processus MS étant incluses dans $G_{\text{PDF}}(m_{ll})$, cette hypothèse permet d'obtenir une expression (4.37) pour la masse invariante qui ne dépend que de quatre paramètres fixes directement liés à la phénoménologie du Z' : $M_{Z'}$, $\Gamma_{Z'}$, $\mathcal{A}_{\text{Peak}}$ et $\mathcal{A}_{\text{Interf}}$.

Comme nous le verrons au paragraphe 5.3, cette paramétrisation peut être utilisée pour générer très rapidement des spectres de masse invariante pour différents Z' . La puissance de cette méthode provient de l'absence d'intégration numérique sur les PDF qui sont calculées une fois pour toutes et stockées dans la fonction $G_{\text{PDF}}(m_{ll})$. Cette paramétrisation, qui prend en compte l'interférence entre le Z' et les bosons du MS Z et γ , peut également servir de fonction d'ajustement pour extraire les paramètres $M_{Z'}$, $\Gamma_{Z'}$, $\mathcal{A}_{\text{Peak}}$ et $\mathcal{A}_{\text{Interf}}$ à partir de données expérimentales.

C'est un pic ! ...

Edmond Rostand, *"Cyrano de Bergerac"*.

5

Prédiction des observables d'un Z' au LHC

5.1 Corrections radiatives et resommation

Jusqu'ici nous n'avons considéré que des calculs à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations. On sait que ces calculs LO ne sont pas suffisants pour décrire la nature et il est nécessaire d'approfondir le développement perturbatif pour améliorer les prédictions théoriques. Il existe plusieurs méthodes pour prendre en compte les contributions d'ordre supérieur comme par exemple le calcul en théorie des perturbations qui permet de prendre en considération un nombre fini de radiations. Il existe également des techniques de resommation qui permettent de tenir compte de l'ensemble d'une "classe de radiation", c'est-à-dire des termes dominants de chaque ordre de la théorie des perturbations. Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 1.3.1, ces calculs font apparaître différents types de divergences qui sont traitées *via* différents procédés. L'évolution des couplages et des masses, évoquées au paragraphe 1.3.2, permet de prendre en compte les divergences ultraviolettes. D'autre part, l'évolution des PDF permet de tenir compte de certaines divergences infrarouges¹ (voir § 4.3.1). Il est cependant nécessaire, lorsque l'on ne s'intéresse plus à la section efficace intégrée sur tout l'espace de phase, d'utiliser des techniques de resommation pour traiter des contributions provenant de l'annulation des divergences infrarouges. Ces contributions sont non divergentes mais trop importantes pour pouvoir être traitées perturbativement. De manière générale, on sépare les contri-

¹Ces divergences infrarouges s'annulent uniquement lorsqu'elles sont intégrées sur tout l'espace de phase.

butions dites fortes des contributions dues à l'interaction faible ou électromagnétique.

Nous présenterons au paragraphe 5.1.2 les résultats obtenus par un calcul NLO avec resommation jointe pour le spectre en masse invariante et en impulsion transverse du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow l\bar{l} + X$.

5.1.1 Les corrections électrofaibles

Les corrections électrofaibles à la production de Z' sont connues au NLO de la théorie des perturbations. Comme nous l'avons déjà mentionné, les divergences ultraviolettes électrofaibles associées aux vertex sont absorbées dans la constante de couplage α_{em} qui devient fonction de l'échelle d'énergie du processus. L'évolution de $\alpha_{em}(\mu_R)$ correspond à la resommation de ces divergences ultraviolettes jusqu'à l'énergie μ_R et est donnée par la relation (1.37).

Pour un processus hadronique tel que $pp \rightarrow \gamma/Z/Z'$, il est également nécessaire de tenir compte des radiations de photons dans l'état initial lors de l'estimation et du calcul de l'évolution des PDF. Ceci vient alors introduire de nouvelles divergences infrarouges colinéaires régularisées de manière analogue à celles présentées au paragraphe 4.3.1. En pratique, mise à part une légère modification des équations d'évolution DGLAP (4.30), les effets sur l'évaluation des PDF sont très faibles [61]. Seules les PDF estimées dans des domaines à très grands μ_F^2 et x seront sujettes à des corrections électrofaibles de l'ordre de 1%. Les radiations multiples de photons dans l'état initial peuvent ensuite être resommées. Leur effet sur la section efficace reste cependant modeste et est de l'ordre de 0.3% [62].

La figure 5.1-a présente l'amplitude des corrections électrofaibles dans la région de la résonance du Z [63]. Ces corrections peuvent être relativement importantes et atteindre 40% en deça du pic et -13% juste au delà. Cependant, elles sont pour la plupart liées à des radiations de particules dans l'état final ou absorbées dans l'évolution de la constante de couplage. Il ne subsiste alors que des corrections de l'ordre de quelques pourcents qui sont principalement dues à des diagrammes d'ordre supérieur, tels que les diagrammes en boîte faisant intervenir deux bosons, similaires à celui présenté dans l'insert. Ces contributions ne sont pas factorisables dans les vertex et ne peuvent être prises en compte par l'évolution de la constante de couplage. Il est alors nécessaire pour les considérer d'effectuer un calcul à un ordre fixé.

La figure 5.1-b présente ces mêmes corrections non factorisables pour le processus DY à plus haute masse $m_{ll} \in [200 \text{ GeV}; 2000 \text{ GeV}]$ [64]. Si elles n'excèdent pas 3% autour de la résonance (insert-figure 5.1-a), elle peuvent être relativement importantes à plus haute masse (figure 5.1-b). Elles varient de -4% à -16% de 300 GeV à 2 TeV.

Les radiations de photons dans l'état final peuvent également avoir des effets non-négligeables sur les spectres de masse invariante, sur les spectres en p_T du boson ou encore sur la distribution angulaire et l'asymétrie avant-arrière. Ces contributions peuvent être prises en considération dans des calculs théoriques mais également *via* des approches

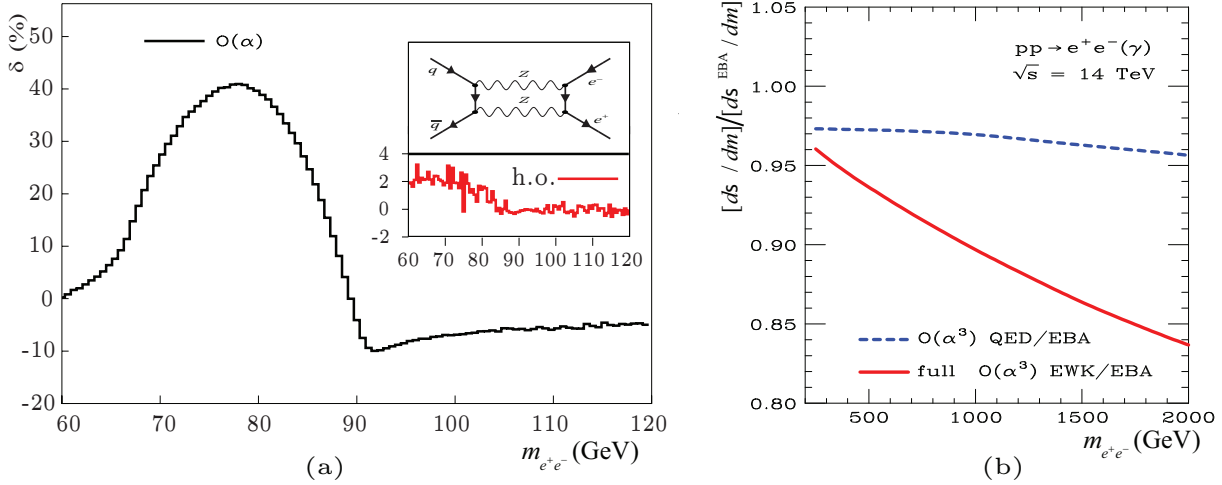


FIG. 5.1: Corrections sur le spectre de masse invariante pour le processus $pp \rightarrow \gamma/Z \rightarrow e^+e^-$ au LHC : (a) Corrections électrofaibles calculées au NLO à la résonance du Z [63]. L'insert présente l'effet des corrections non factorisables calculées à ordre fixe. (b) Corrections électromagnétiques seules (QED) et corrections électrofaibles (EWK) calculées à partir de l'approximation de Born effective (EBA) à plus haute masse [64].

Monte-Carlo incluses dans les générateurs (voir § 5.2).

5.1.2 Les corrections QCD

Les corrections QCD sont connues au NLO et NNLO pour le processus DY du MS. De manière analogue au cas électrofaible, ces corrections impliquent des divergences UV qui peuvent être absorbées dans la constante de couplage fort qui devient une grandeur dépendante de l'énergie du processus. Son évolution correspond alors à la resommation des termes divergents et est donnée par la relation (1.36).

Afin de rendre le calcul cohérent, il est également nécessaire de considérer le calcul d'ordre supérieur en α_s dans l'évolution des PDF. Ainsi, les groupes CTEQ et MRST proposent des PDF estimées à partir d'ajustements de données expérimentales en tenant compte des calculs d'ordres supérieurs. C'est le cas par exemple de la PDF CTEQ6M qui est estimée au NLO.

Les prédictions sur les observables peuvent être faites à partir de calculs à ordre fixe, NLO [65] ou encore NNLO [66, 67]. Cependant, en fonction de l'observable utilisée, le calcul fait apparaître des grands logarithmes qui ne peuvent pas être traités perturbativement. La technique de “resommation des gluons mous” [68], qui prend en considération les contributions des logarithmes dominant (LL) et suivant (NLL), est alors nécessaire pour rendre les prédictions théoriques correctes. C'est le cas notamment du spectre en impulsion transverse (p_T) présenté sur la figure 5.2-b au NLO où l'on remarque une divergence à petit p_T . Comme on peut le voir, cette divergence disparaît lors d'un calcul resommant les contributions NLO/NLL. La figure 5.2-a présente l'amplitude des corrections QCD

en fonction de la masse invariante dilepton pour le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow \ell\bar{\ell} + X$. On peut constater que les prédictions pour le spectre de masse invariante sont relativement similaires dans le cas NLO ou NLO/NLL.

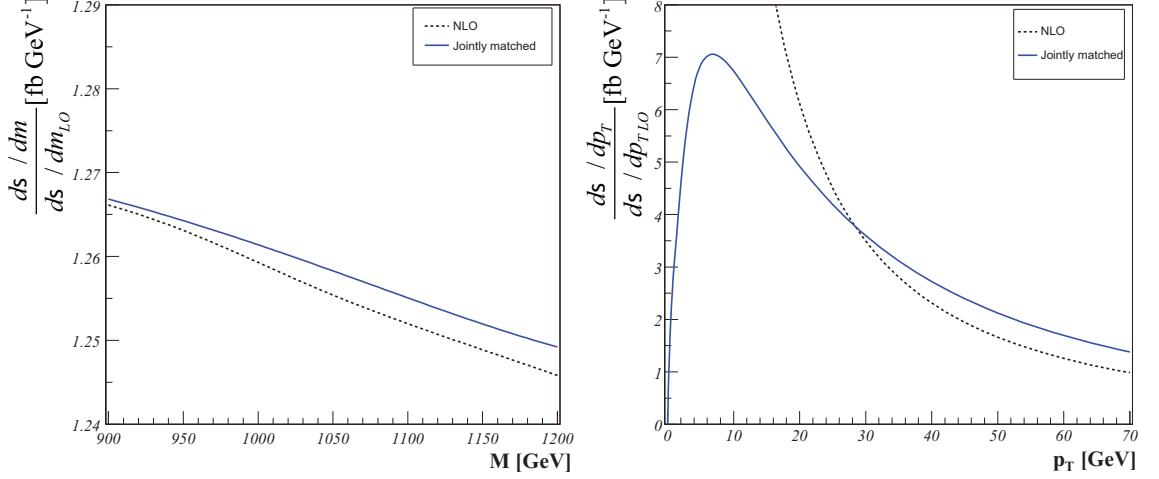


FIG. 5.2: Spectre en masse invariante $M_{\ell\bar{\ell}}$ (gauche) et en impulsion transverse du Z' p_T (droite) obtenue avec un calcul NLO pur (pointillés) et avec une resommation prenant en compte les LL/NLL (trait plein). Le spectre de masse invariante est normalisé au spectre LO. On constate que la technique de resommation permet d'éviter la divergence à faible impulsion transverse du Z' .

Ces corrections ont été calculées en utilisant la PDF CTEQ6M et sont présentées dans le cas d'un calcul à ordre fixe NLO et dans le cas d'une resommation jointe NLO/NLL pour un Z'_χ d'une masse de 1 TeV et ont été publiées dans [60].

Comme nous venons de le voir, la resommation permet de prendre en compte les contributions logarithmiques qui deviennent grandes lorsque p_T devient petit ($p_T \rightarrow 0$). Il existe également une seconde configuration pour laquelle ces contributions logarithmiques sont importantes : lorsque le boson vecteur $\gamma/Z/Z'$ est produit au repos dans le référentiel du laboratoire ($M_{Z'}^2 \sim \hat{s}$).

Ces contributions ne peuvent en effet pas être prises en compte par un calcul à ordre fixe car la théorie des perturbations suppose que les termes d'ordre supérieur soient de plus en plus petits. Cependant, lorsque les logarithmes sont suffisamment petits, pour $p_T \gg 0$ ou $M_{Z'}^2 \ll \hat{s}$, les prédictions d'un calcul à ordre fixe sont correctes. Il est donc important d'établir une correspondance entre le calcul de resommation et le calcul de l'élément de matrice à ordre fixe, pour obtenir des prédictions correctes dans ces différents domaines cinématiques. Cette correspondance se fait en ajoutant les deux résultats obtenus par resommation et par calcul à ordre fixe en suivant une procédure appropriée pour éviter le double comptage. Nous ne donnerons pas ici plus de détails sur

cette correspondance resommation-ordre fixe mais de nombreuses informations pourrons être trouvées dans [68, 69].

5.1.3 Incertitudes liées aux calculs théoriques

Variation d'échelle

Comme nous l'avons déjà mentionné, afin d'éviter les divergences, le calcul théorique (qui ne peut pas prendre en considération tous les ordres) introduit des échelles non physiques telles que l'échelle de factorisation et l'échelle de renormalisation. On peut alors obtenir une évaluation de l'incertitude liée au calcul théorique en étudiant la dépendance du résultat en fonction du choix de ces échelles non physiques. La figure 5.3 présente l'évolution de la section efficace totale σ_{tot} du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ calculée au LO, au NLO avec et sans resommation jointe, en fonction des échelles $\mu_F = \mu_R$.

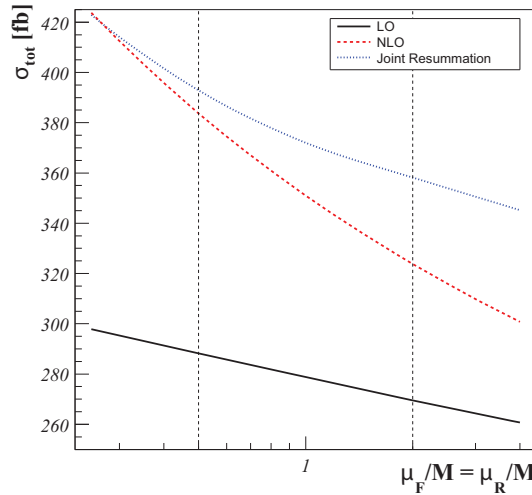


FIG. 5.3: Dépendance de la section efficace du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ pour un Z'_χ de masse 1 TeV en fonction du choix des échelles de factorisation et de renormalisation. Cette dépendance n'est pas physique et permet d'estimer la précision du calcul théorique.

L'échelle de renormalisation μ_R n'entre pas dans le calcul LO, on observe également une dépendance d'échelle uniquement due à l'échelle de factorisation μ_F . On remarque cependant que l'incertitude attachée au calcul NLO est considérablement plus grande en raison de la dépendance en μ_R . On peut alors concevoir que la variation d'échelle ne fournit pas une estimation convenable de l'erreur théorique totale pour les calculs LO.

L'incertitude théorique s'estime généralement en comparant les prédictions obtenues en utilisant $\mu_F = \mu_R = M/2$ et $\mu_F = \mu_R = 2M$. On constate alors que l'incertitude théorique est de l'ordre de $\pm 9\%$ pour un calcul NLO fixe et est réduite à $+6 - 3\%$ après resommation des contributions LL et NLL.

Incertitudes liées aux PDF Dans les processus hadroniques, il existe une seconde source d'incertitude provenant des PDF. Elle peut être estimée à partir de différentes distributions, comme par exemple le groupe de 40 PDF liées à la PDF CTEQ6M. Les bandes présentées sur la figure 5.4 représentent les incertitudes liées aux PDF dans les prédictions théoriques obtenues sur le spectre de masse invariante 5.4-a et en impulsion transverse 5.4-b par un calcul NLO/NLL. Ces incertitudes liées aux PDF sont de l'ordre de $\pm 5\%$.

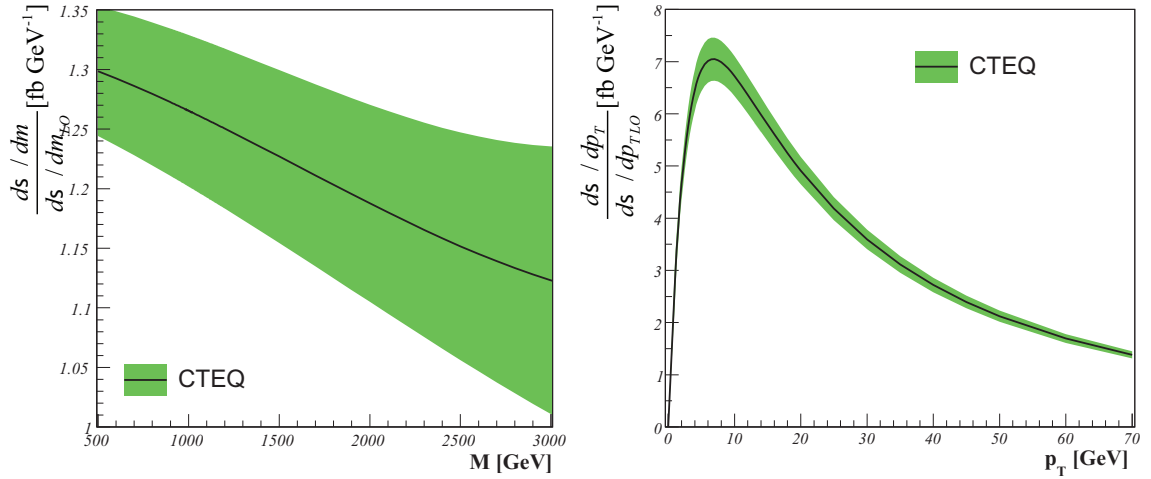


FIG. 5.4: Prédictions et incertitudes obtenues par un calcul de resommation sur la masse invariante M_{ll} (gauche) et sur l'impulsion transverse p_T (droite) en faisant varier les différentes PDF CTEQ6M. Le spectre de masse invariante est normalisé au spectre LO.

Les erreurs liées aux PDF correspondent aux incertitudes lors de l'ajustement des données expérimentales alors que les incertitudes liées à la variation d'échelle sont purement théoriques : il s'en suit que ces deux types d'erreur sont indépendantes. L'incertitude liée à la variation d'échelle ne suivant pas une loi gaussienne, il n'est pas aisé de combiner ces deux types d'erreurs. On peut toutefois considérer, dans une limite conservatrice, que la somme linéaire des deux contributions nous renseigne sur l'erreur totale. Ainsi, la précision des calculs théoriques NLO/NLL est de l'ordre de $\pm 5\%$ dus à la variation d'échelle et $\pm 5\%$ dus aux PDF, soit environ $\pm 10\%$. Pour un calcul LO, les erreurs induites par les PDF sont du même ordre de grandeur, mais les incertitudes liées à la variation d'échelle sont sous-estimées. Il est alors raisonnable de considérer des incertitudes de l'ordre de $\pm 15\%$ pour un calcul LO.

On constate que pour obtenir une bonne prédiction théorique, il est nécessaire d'utiliser des calculs NLO avec des techniques telles que la resommation jointe qui sont très coûteuses en termes de temps de calcul. Il n'est alors pas rare d'utiliser, en physique

expérimentale, des spectres de masse invariante calculés au LO, pondérés par le rapport $\frac{d\sigma_{NLO}/dm}{d\sigma_{LO}/dm}$, appelé facteur K. Comme le montre la figure 5.4-a, ce facteur K dépend légèrement de la masse invariante et est obtenu à partir d'un calcul de resommation NLO/NLL. Toutefois, la précision des estimations du spectre de masse invariante ainsi obtenue reste celle d'un calcul LO et le spectre en impulsion transverse est incorrect.

5.2 Les générateurs d'évènements Monte-Carlo

Les générateurs Monte-Carlo permettent, en plus de réaliser l'intégration numérique de la section efficace, de stocker les quadri-impulsions des particules mises en jeu dans le processus : l'intégration numérique nécessaire pour le calcul de la section efficace se faisant selon une méthode Monte-Carlo, à chaque tirage, le générateur stocke toutes les informations concernant les particules mises en jeu. Ces données forment ce que l'on appelle un évènement, qui est ensuite pondéré par le générateur en fonction de la section efficace du processus, afin d'assurer le réalisme de la distribution des évènements produits. Il existe plusieurs types de générateurs qui prennent en compte différents types d'interactions. À partir des évènements, il est ensuite possible de reproduire les spectres de différentes grandeurs observables prédites par la théorie. Ces générateurs MC possèdent cependant un énorme avantage sur les calculs théoriques ; en fournissant la cinématique de chaque particule mise en jeu dans un évènement, il devient alors possible de simuler l'impact du dispositif expérimental mis en place pour sa détection. On peut alors effectuer une simulation du détecteur (voir § 6.5) évènement par évènement et ainsi prédire les spectres qui sont observés auprès d'une expérience.

Le noyau de ces générateurs est l'élément de matrice partonique du processus considéré. En vue d'une comparaison avec les données des différentes expériences, il est également nécessaire de tenir compte des PDF et des corrections présentées au paragraphe 5.1. Ainsi des outils tels que le PS (pour *parton shower*) ont été développés dans le but de rendre compte des corrections dues aux radiations de particules dans l'état initial et final. D'autres effets tels que les particules liées à l'évènement sous-jacent ou l'hadronisation des quarks de l'état final doivent également être pris en considération.

5.2.1 Production de Z' avec Pythia

Le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$ est implémenté dans Pythia [51] en tenant compte de toutes les interférences entre les bosons. L'élément de matrice considéré a été présenté au paragraphe 4.2.1 et correspond à un calcul LO. Il est cependant possible de tenir compte de certaines corrections telles que les radiations QCD et QED *via* le *parton shower*. Le principe est de considérer le processus partonique décrit par l'élément de matrice, puis de reconstruire successivement les différentes radiations possibles dans l'état initial et final. Pour ce faire, il existe des algorithmes spécifiques pour modéliser les radiations dans l'état initial (ISR pour *Initial State Radiate*) et dans l'état final (FSR pour *Final State Radiate*)

[51]. Ils consistent à modéliser les émissions de particules par une succession d'interaction $1 \rightarrow 2$, principalement $q \rightarrow qg$ dans l'état initial mais également des contributions plus faibles telles que $q \rightarrow q\gamma$ dans l'état initial ou encore $l \rightarrow l\gamma$ dans l'état final. Ces désintégrations $a \rightarrow bc$ qui successivement forment le PS, sont ordonnées dans Pythia en fonction de la virtualité $Q_{a,b,c}^2$ des particules a, b et c . Pour les FSR, toutes les particules sont de type temps. Leur virtualité est alors positive et décroît à chaque branchement $a \rightarrow bc$ variant de la virtualité maximale $Q_{\max}^2 = m_{ll}^2 = \hat{s}$ à la virtualité minimale $Q_0^2 \sim 1 \text{ GeV}^2$ de l'ordre de la masse des hadrons.

Au contraire, pour les ISR, les particules a et b sont de type espace et seulement c est de type temps. La particule b correspond au parton de l'interaction partonique qui entre en jeu dans l'élément de matrice. Elle possède la plus grande virtualité (de l'ordre de l'échelle du processus dur) et provient de a après radiation de c . c étant de type temps va ensuite adopter un comportement de particule finale et rayonner des FSR. L'évolution du PS se fait donc à partir de la particule possédant une grande virtualité b puis elle remonte, de branchement en branchement, à une particule a non virtuelle qui correspond au parton du proton. Au fur et à mesure des branchements successifs, la virtualité va alors diminuer passant de l'échelle du processus dur (Q_{\max}^2) à l'échelle d'énergie du hadron (Q_0^2). On dit que le PS des ISR se fait à l'envers.

Le PS est régi par la probabilité que l'interaction $a \rightarrow bc$ ait lieu. Ce rapport d'embranchement est donné par les facteurs de Sudakov [70] qui correspondent à une resommation des LL. Le PS peut alors être vu comme une simplification du calcul théorique de la resommation au LL des corrections soft IR adaptées à un calcul Monte-Carlo. On peut également noter que le PS de Pythia impose en plus la conservation de l'impulsion à chaque interaction $1 \rightarrow 2$, ce qui revient à prendre en compte certaines contributions de l'ordre NLL.

Le PS de Pythia couvre donc les émissions de particules jusqu'à l'échelle d'énergie $Q_{\max} = M_{ll} = \sqrt{\hat{s}}$. Cette échelle d'énergie est toutefois arbitraire et Pythia propose également de la pousser jusqu'à $Q_{\max} = \sqrt{S} = 14 \text{ TeV}$. Cette option est connue sous le nom de *Power Shower* (PoS) et permet d'améliorer les prédictions des différentes observables. Notons toutefois que repousser l'échelle Q_{\max}^2 au-delà de l'échelle d'énergie du processus partonique $\sqrt{\hat{s}}$ revient à violer le principe de factorisation QCD puisque les contributions au-delà de $\sqrt{\hat{s}}$ sont sensées être prises en compte par le calcul à ordre fixe.

De manière analogue au cas du calcul théorique présenté au paragraphe 5.1, afin d'obtenir des prédictions correctes dans tout le domaine cinématique, Pythia propose d'utiliser le PS (qui "remplace" la resommation au niveau MC) dans les régions critiques de l'espace des phases et un calcul à ordre fixe en dehors. Cette correspondance entre le calcul à ordre fixe et le PS est appelée *Matrix element matching* et est réalisée *via* le formalisme CKKW [71].

En plus de ces corrections dues aux radiations de particules, Pythia utilise des algorithmes qui permettent de tenir compte de certains effets de QCD non-perturbative, comme le p_T intrinsèque des quarks dans le proton. Des algorithmes d'hadronization ou

de *splitting* de parton dans l'état final sont également disponibles. L'effet de ces corrections sur le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow \ell\bar{\ell} + X$ reste toutefois très modeste.

La figure 5.5 compare les prédictions pour le spectre de masse invariante (5.5-a) et pour le spectre en p_T du boson (5.5-b) pour le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow \ell\bar{\ell} + X$ au LHC obtenu avec les différentes options de Pythia sus-mentionnées.

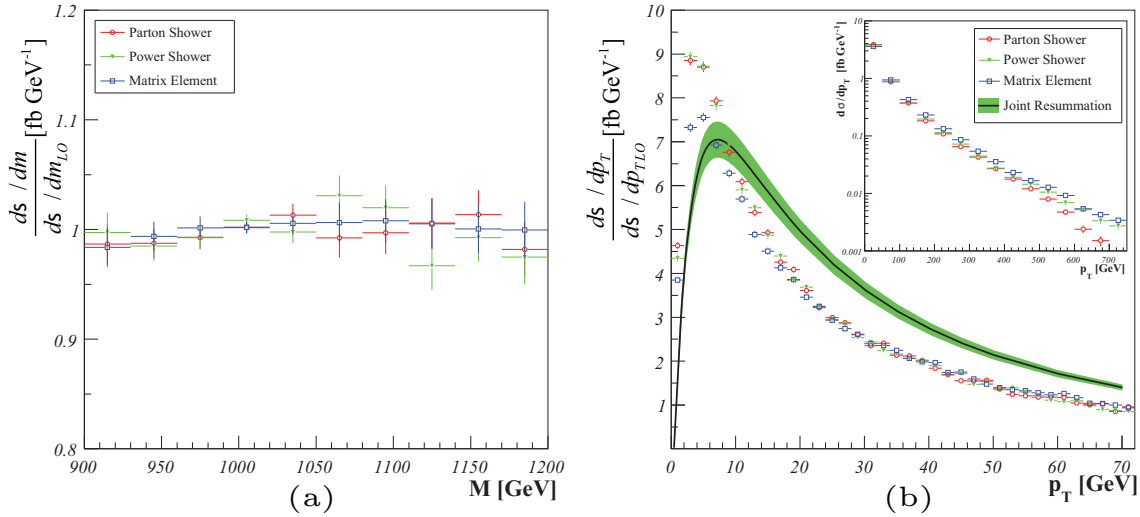


FIG. 5.5: Spectre en masse invariante $M_{\ell\ell}$ (a) et en impulsion transverse p_T (b) obtenu avec le générateur *Pythia* en utilisant les différentes options décrites au paragraphe 5.2.1. Le spectre en masse invariante est normalisé aux prédictions LO (toutes les options de *Pythia* désactivées). Les incertitudes correspondent aux erreurs statistiques du calcul Monté-Carlo. La figure (b) présente également les prédictions d'un calcul NLO en resommation, on peut constater que les corrections de *Pythia* ne sont pas suffisantes pour prédire une forme correcte à bas p_T . La bande verte correspond aux incertitudes liées à la variation des échelles de factorisation et de renormalisation.

Les trois distributions en masse invariante (normalisées au calcul LO) présentées sur la figure 5.5-a sont compatibles avec l'unité. Ceci indique que les différentes corrections de *Pythia* n'affectent ni la section efficace totale ni la distribution en masse invariante obtenue avec un calcul LO.

Ces corrections sont néanmoins intéressantes pour le spectre en p_T présenté sur la figure 5.5-b. En effet, le PS permet d'éviter la divergence du spectre à bas p_T , le PoS permet de corriger le comportement à haut p_T (voir insert) ainsi que le *matrix element matching* qui permet de se rapprocher des prédictions théoriques. On peut toutefois constater que les prédictions de *Pythia* ne sont pas en accord avec les calculs théoriques NLO en resommation jointe pour le spectre à bas p_T . Les corrections *via* le PS ne sont donc pas suffisantes et il est nécessaire d'utiliser un générateur NLO (voir § 5.2.2) pour obtenir des prédictions correctes sur des observables telles que l'impulsion transverse.

Comme nous l'avons déjà mentionné, *Pythia* permet de stocker toutes les informations

concernant les particules mises en jeu dans le processus, et ce, évènement par évènement. On peut alors obtenir les spectres de différentes observables tels que les variables cinématiques des particules de l'état final. La figure 5.6 représente la cinématique prédite par Pythia pour les électrons provenant d'un Z'_χ . Les spectres correspondent à la simulation de 7250 évènements $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$. La masse du Z'_χ est fixée à 1 TeV et une coupure sur la masse invariante ($m_{e^+e^-} > 500$ GeV) a été appliquée pour la génération. La section efficace intégrée prédite est alors 376.5 fb.

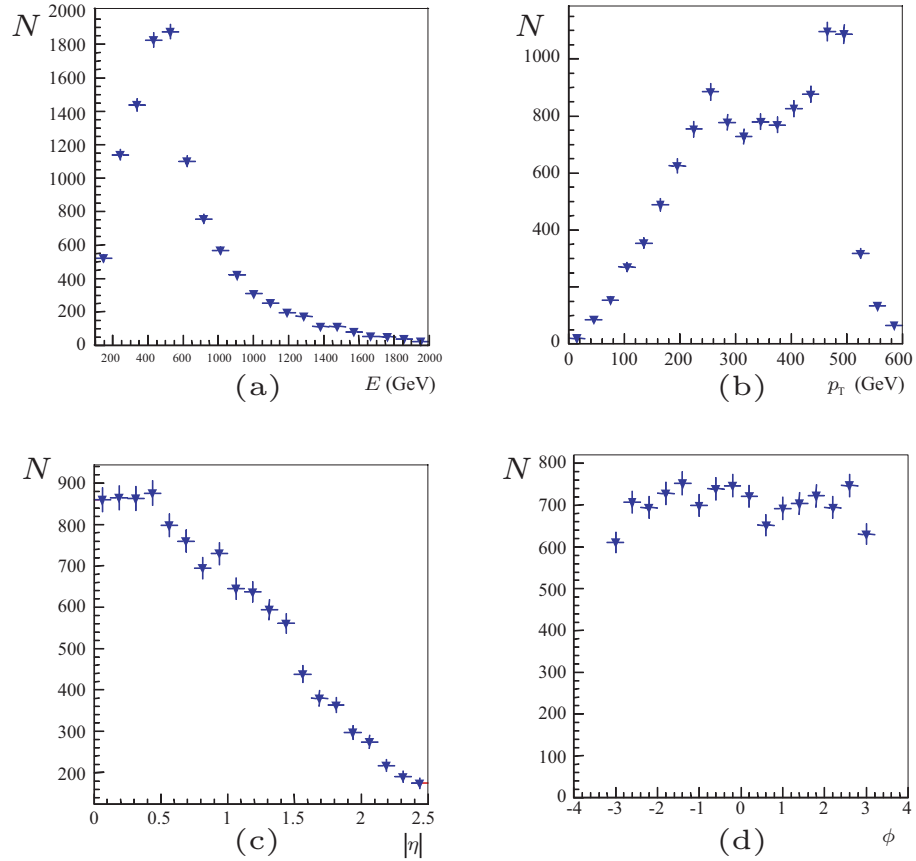


FIG. 5.6: Cinématique calculée avec Pythia pour les électrons provenant de la désintégration d'un Z'_χ de 1 TeV. La figure (a) représente l'énergie E des électrons, (b) leur impulsion transverse p_T , (c) la pseudo-rapacité η et (d) la distribution en ϕ .

La figure 5.6-a présente le spectre en énergie des électrons, il est piqué autour de 500 GeV. Ceci correspond au pic du Z'_χ à 1 TeV, chaque électron emportant généralement la moitié de l'énergie disponible. Le spectre en p_T des électrons, illustré sur la figure 5.6-b présente, en plus d'un pic à 500 GeV, un second autour de 250 GeV qui correspond à la coupure $m_{e^+e^-} > 500$ GeV. Les distributions en $|\eta|$ (figure 5.6-c) et en ϕ (figure 5.6-d) montrent que les électrons sont principalement émis dans la partie centrale du détecteur et de manière isotrope en ϕ .

Hormis les prédictions dans les zones critiques que nous avons évoquées, Pythia permet d'obtenir des prédictions correctes pour le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ au LO. Ces prédictions correspondent en quelque sorte à un calcul LO avec une resommation des LL *via* le PS et la prise en considération de quelques contributions NLL *via* la conservation de l'impulsion à chaque branchement.

C'est donc ce générateur qui a été utilisé dans la plupart des analyses qui ont été menées dans cette thèse. Nous nous sommes principalement intéressés au spectre de masse invariante pour lequel il est possible d'utiliser un facteur-K approprié (présenté sur la figure 5.4) afin de tenir compte des corrections d'ordre supérieur.

5.2.2 Production de Z' avec MC@NLO

Contrairement à Pythia, MC@NLO est un générateur basé sur des éléments de matrice NLO. Le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' + X \rightarrow l\bar{l} + X$ n'est pas décrit dans la version originale [72, 73]. Une partie du travail effectué pour [60] consistait donc à implémenter le processus $pp \rightarrow Z'$ au sein de ce générateur.

De manière analogue au cas de Pythia, MC@NLO peut prendre en compte les corrections dues aux radiations de particules dans l'état initial et final *via* un PS effectué par un algorithme appelé HERWIG [74].

Le principe de ce PS est similaire à celui présenté pour Pythia, les émissions de particules sont modélisées par une succession de désintégrations $a \rightarrow bc$. Sans rentrer dans les détails, nous mentionnerons seulement les deux principales différences :

- Les branchements $a \rightarrow bc$ ne sont plus ordonnés en fonction de la virtualité des particules mais en fonction de leur angle d'émission ;
- HERWIG n'impose pas la conservation de l'impulsion à chaque branchement. On peut considérer qu'il ne prend pas en compte les NLL.

MC@NLO correspond donc à des prédictions basées sur un calcul NLO et prend en considération les logarithmes dominants *via* le PS de HERWIG.

La figure 5.7 compare les prédictions obtenues par MC@NLO + PS de HERWIG avec celles obtenues par le calcul théorique NLO en resommation jointe et celle de Pythia.

Notons que le spectre de masse invariante de Pythia a été multiplié par un facteur $K = 1.26$ correspondant au facteur K présenté au paragraphe 5.1.3 supposé constant entre 900 GeV et 1200 GeV.

Comme le montre la figure 5.7-a, les prédictions obtenues par MC@NLO sont en parfait accord avec les calculs théoriques de resommation. Il est également intéressant de noter que l'application d'un facteur K constant au spectre obtenu par Pythia permet de corriger le défaut de section efficace due au calcul LO. Ainsi le spectre de masse invariante de Pythia (corrigé de $K = 1.26$) est en parfait accord avec MC@NLO et les calculs théoriques.

La figure 5.7-b présente le spectre en p_T obtenu par les trois méthodes. Il est clair que l'utilisation d'un générateur NLO permet d'obtenir un spectre en accord avec les

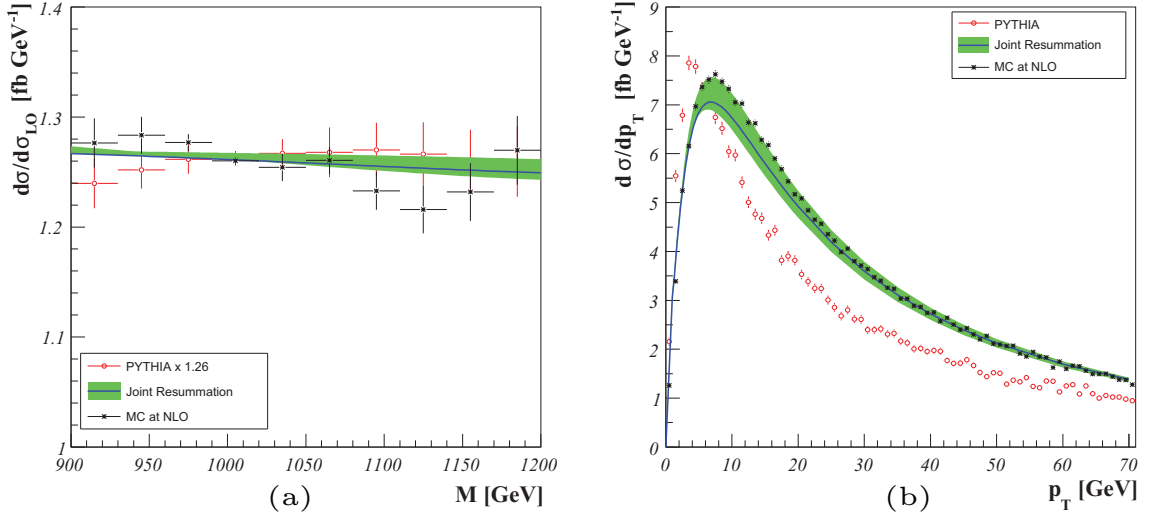


FIG. 5.7: Spectres en masse invariante M_{ll} (a) et en impulsion transverse p_T (b) obtenus avec le générateur Pythia (cercles vides), avec MC@NLO (cercles pleins) et avec un calcul en resommation (trait plein). Les spectres en masse invariante sont normalisés au prédiction LO et la bande ombrée correspond aux incertitudes liée a la variation d'échelle.

prédictions théoriques. On peut voir que MC@NLO est en parfait accord avec le calcul de resommation pour $p_T > 30$ GeV. Seule une légère déviation peut être observée à bas p_T . Elle est due aux contributions NLL qui ne sont pas prises en compte dans le PS de HERWIG. Comme nous l'avons déjà mentionné, malgré les corrections implémentées, Pythia n'est pas capable de reproduire de manière convenable le spectre en p_T du Z' .

5.3 Paramétrisation phénoménologique du spectre de masse invariante.

Comme nous l'avons vu paragraphe 4.3.2, le spectre de masse invariante LO du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow l\bar{l}$ peut être factorisé sous la forme (4.37) qui ne dépend que de quatre paramètres phénoménologiques du Z' . Cette paramétrisation est intéressante car elle s'affranchit de l'intégration numérique qui est généralement coûteuse en temps de calcul. Cette méthode permet alors d'obtenir très rapidement une prédiction précise pour le spectre en masse invariante LO.

Estimation de la distribution $G_{PDF}(m_{ll})$

Pour utiliser cette paramétrisation, il est toutefois nécessaire de connaître les contributions des PDF et du processus γ/Z du MS qui sont factorisées dans le terme G_{PDF} défini par (4.37). Il devient alors possible de prédire cette distribution G_{PDF} avec des calculs théoriques ou par un générateur MC tel que Pythia. En effet pour le processus

$pp \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l\bar{l}$ du MS, la distribution de masse invariante peut s'écrire en fonction de $G_{\text{PDF}}(m_{ll})$ comme :

$$\frac{d\sigma}{dm_{ll}}(m_{ll}) = \frac{1}{m_{ll}^2} \times G_{\text{PDF}}(m_{ll}) \quad \text{avec } m_{ll} > 200 \text{ GeV}$$

Ceci nous permet d'obtenir la distribution $G_{\text{PDF}}(m_{ll})$ à partir des prédictions DY MS. Cette distribution est représentée sur la figure 5.8 pour $500 \text{ GeV} < m_{ll} < 6 \text{ TeV}$. Notons que la limite $m_{ll} > 200 \text{ GeV}$ nous permet de nous affranchir de la résonance du Z mais il est tout à fait possible de modifier le calcul (4.37) en incluant le pic du Z .

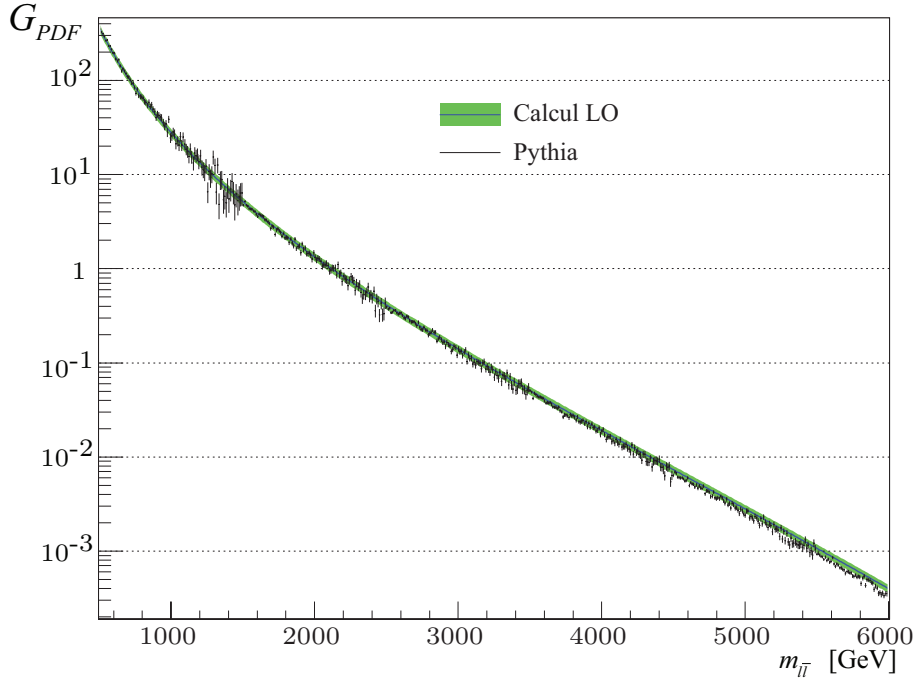


FIG. 5.8: Distribution G_{PDF} définie par (4.37) obtenue avec un calcul théorique (trait plein) et avec le générateur *Pythia* en utilisant l'expression (5.1). La bande ombrée correspond aux incertitudes liées à la méconnaissance des PDF.

La courbe représente les prédictions faites grâce à un calcul LO utilisant la PDF CTEQ6l en tenant compte de l'évolution des couplages α_s et α_{EM} . Les bandes vertes représentent l'incertitude théorique de $\pm 10\%$ due à la variation d'échelle (voir § 4.3.2), cette erreur ne doit pas être considérée comme la seule incertitude des prédictions théoriques LO mais elle permet de mettre en évidence l'accord entre les calculs LO et les prédictions de *Pythia* représentées par l'histogramme sur la figure 5.8.

Pour obtenir $G_{\text{PDF}}(m_{ll})$ à partir de *Pythia*, différentes simulations en fonction de la masse invariante ont été effectuées. Le spectre a été décomposé en six parties : $m_{ll} \in [500 - 1500] ; [1500 - 2500] ; [2500 - 3500] ; [3500 - 4500] ; [4500 - 5500] ; [5500 - 6500] \text{ GeV}$. Les barres d'erreur associées à l'histogramme correspondent aux erreurs statistiques.

Pour ces simulations, afin d'être en accord avec les calculs LO, le PS de Pythia n'a pas été utilisé.

Dans les différents travaux effectués au cours de cette thèse, la distribution $G_{\text{PDF}}(m_{ll})$ qui a été utilisée correspond aux prédictions théoriques LO (présentées sur la figure 5.8). Cette distribution est en parfait accord avec les prédictions obtenues par Pythia.

Lors de l'utilisation de cette paramétrisation, nous tiendrons compte de l'ensemble des corrections radiatives grâce au facteur K présenté sur la figure 5.4.

Utilisation avec les paramètres phénoménologiques

Pour le processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow ll$, la distribution $G_{\text{PDF}}(m_{ll})$ factorise toutes les contributions qui ne dépendent pas du Z' . Il est alors possible de prédire la distribution en masse invariante en fonction des quatre paramètres phénoménologiques $M_{Z'}$, $\Gamma_{Z'}$, $\mathcal{A}_{\text{Peak}}$ et $\mathcal{A}_{\text{Interf}}$, présentés au paragraphe 4.3.2.

La figure 5.9 présente, à titre d'exemple, différents spectres obtenus pour différentes valeurs de ces paramètres. Afin de prendre en considération les corrections d'ordre supérieur, ces spectres de masse invariante ont été pondérés par le facteur K.

Ne nécessitant aucun calcul complexe, cette paramétrisation nous permet d'obtenir ces spectres instantanément. Il est alors possible de faire varier chaque paramètre phénoménologique séparément et d'estimer ainsi son effet sur le spectre de masse invariante. Les trois premiers paramètres, la masse (figure 5.9-a), la largeur (figure 5.9-b) et l'amplitude du pic (figure 5.9-c), définissent la forme de la Breit-Wigner relativiste et leur effet est assez intuitif. La figure 5.9-d présente l'effet de l'interférence sur le spectre en m_{ll} . Il est intéressant de constater que pour $\mathcal{A}_{\text{Interf}} > 0$, l'interférence va augmenter la section efficace après le pic du Z' et la diminuer avant. Pour $\mathcal{A}_{\text{Interf}} < 0$, l'effet sera exactement opposé. Notons également que l'effet de l'interférence peut se faire ressentir plusieurs centaines de GeV en deça du pic. L'interférence peut alors être une observable intéressante lors de la recherche ou l'exclusion de Z' , d'autant plus que cet effet est rarement pris en compte dans les analyses phénoménologiques.

Utilisation avec les paramètres théoriques

Les quatre paramètres phénoménologiques qui permettent de caractériser le spectre de masse invariante d'un Z' peuvent être calculés à partir des paramètres théoriques que sont les couplages, les charges et la masse du Z' . Ces calculs ont été présentés dans la convention de CDDT au paragraphe 4.2 et par la relation (4.38).

Dans la limite où l'on néglige les saveurs plus lourdes que le quark s au sein du proton,

5.3 Paramétrisation phénoménologique du spectre de masse invariante.

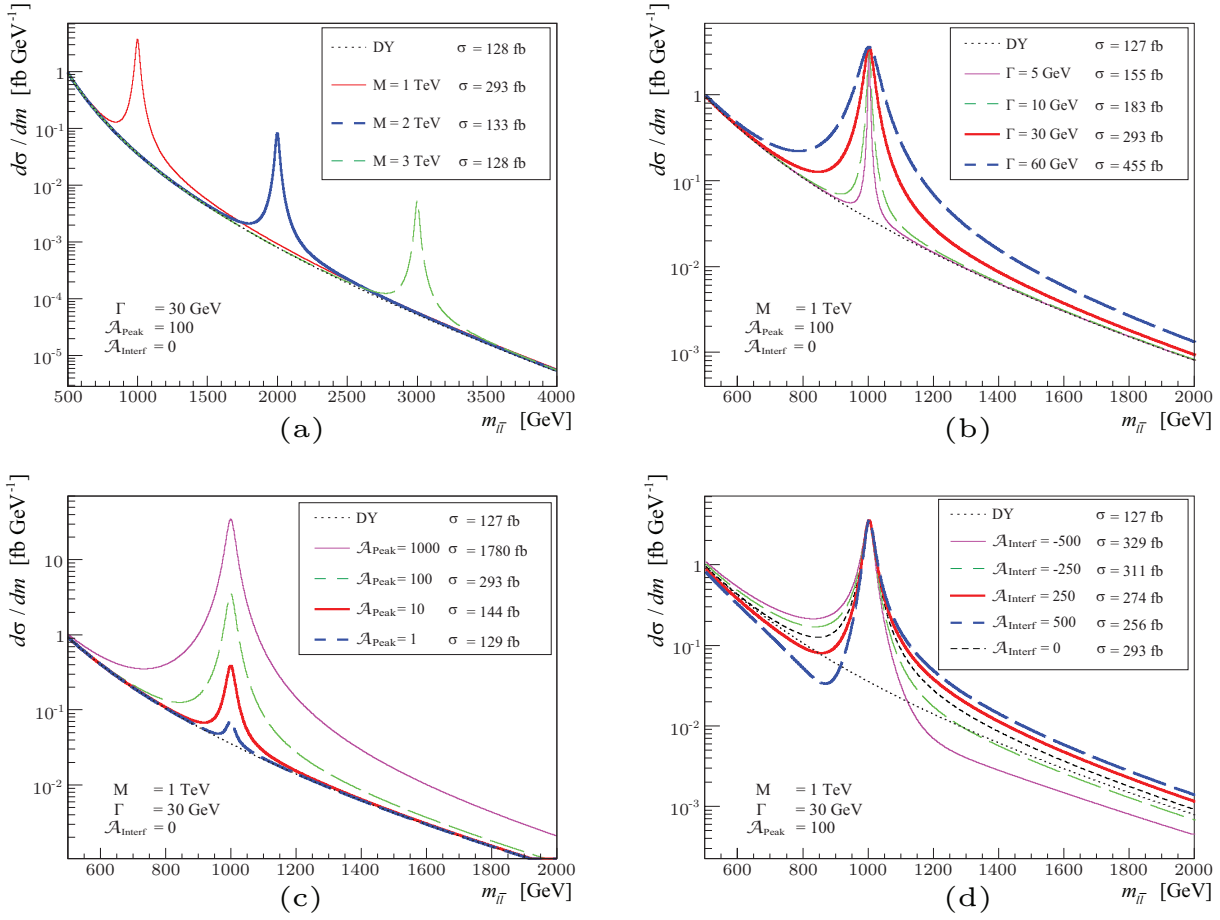


FIG. 5.9: Spectre de masse invariante obtenue avec la paramétrisation en faisant varier indépendamment : la masse $M_{Z'}$ (a), la largeur $\Gamma_{Z'}$ (b), l'amplitude du pic \mathcal{A}_{Peak} (c) et le terme d'interférence \mathcal{A}_{Interf} (d). Les sections efficaces correspondent aux sections efficaces intégrées entre les bornes du graphique.

la relation (4.38) peut s'écrire :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A}_{Peak} &= \frac{M_{Z'}^2}{\Gamma_{Z'}^2} \frac{1}{D_{DY}} (g_{Z'}^4 D_{Z'Z'}^{ue} + r_{du} g_{Z'}^4 D_{Z'Z'}^{de} + r_{su} g_{Z'}^4 D_{Z'Z'}^{se}) \\
 \mathcal{A}_{Interf} &= \frac{M_{Z'}^2}{\Gamma_{Z'}^2} \frac{1}{D_{DY}} (g_\gamma^2 g_{Z'}^2 D_{\gamma Z'}^{ue} + r_{du} g_\gamma^2 g_{Z'}^2 D_{\gamma Z'}^{de} + r_{su} g_\gamma^2 g_{Z'}^2 D_{\gamma Z'}^{se} \\
 &\quad + g_Z^2 g_{Z'}^2 D_{ZZ'}^{ue} + r_{du} g_Z^2 g_{Z'}^2 D_{ZZ'}^{de} + r_{su} g_Z^2 g_{Z'}^2 D_{ZZ'}^{se})
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

avec

$$D_{\text{DY}} = (g_\gamma^4 D_{\gamma\gamma}^{ue} + r_{du} g_\gamma^4 D_{\gamma\gamma}^{de} + r_{su} g_\gamma^4 D_{\gamma\gamma}^{se}) \quad (5.2)$$

$$+ g_Z^4 D_{ZZ}^{ue} + r_{du} g_Z^4 D_{ZZ}^{de} + r_{su} g_Z^4 D_{ZZ}^{se} \quad (5.3)$$

$$+ 2g_\gamma^2 g_Z^2 D_{\gamma Z}^{ue} + 2r_{du} g_\gamma^2 g_Z^2 D_{\gamma Z}^{de} + 2r_{su} g_\gamma^2 g_Z^2 D_{\gamma Z}^{se}) \quad (5.4)$$

où les quantités $r_{du} = \frac{P_{d\bar{d}}(M_{Z'})}{P_{u\bar{u}}(M_{Z'})}$ et $r_{su} = \frac{P_{s\bar{s}}(M_{Z'})}{P_{u\bar{u}}(M_{Z'})}$ sont présentées sur la figure 5.10 et correspondent aux proportions de collisions $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$ par rapport aux $u\bar{u}$ lors d'une collision proton-proton au LHC.

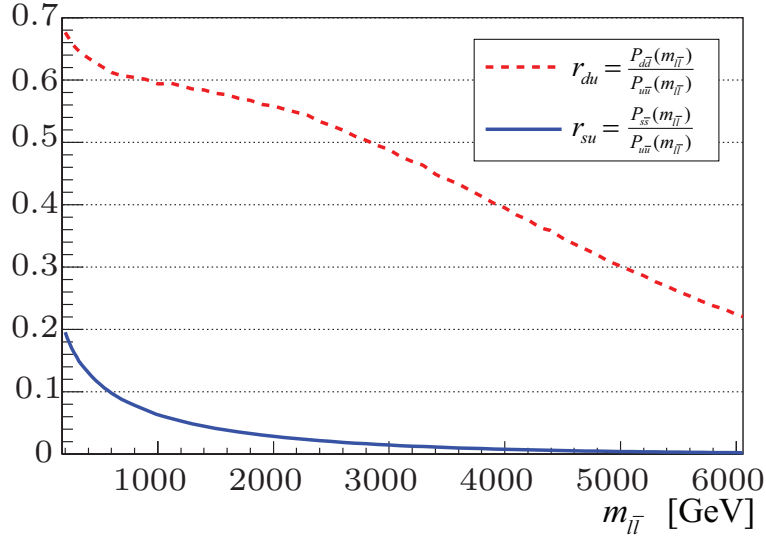


FIG. 5.10: Rapport des proportions de collisions $P_{u\bar{u}}$, $P_{d\bar{d}}$ et $P_{s\bar{s}}$ en fonction de la masse invariante m_{ll} . Ces proportions ont été estimées pour des collisions au LHC avec la PDF CTEQ6l en utilisant le générateur Pythia 6.4 [51].

Il est important de rappeler que cette paramétrisation telle qu'elle est écrite ici utilise les paramètres $\mathcal{A}_{\text{Peak}}$ et $\mathcal{A}_{\text{Interf}}$ calculés à partir des rapports r_{du} et r_{su} estimés au pic du Z' . Si cette hypothèse est tout à fait légitime autour de la résonance, il faut toutefois prendre des précautions concernant les prédictions pour $m_{ll} \gg M_{Z'}$.

Sous ces hypothèses, il est alors possible de prédire le spectre de masse invariante de différents Z' . La figure 5.11 présente à titre d'exemple ces prédictions pour certains Z' , motivés par des théories au-delà du MS, présentés au paragraphe 2.3.1.

Le tableau 5.1 regroupe les valeurs des paramètres phénoménologiques obtenues à partir des paramètres théoriques.

Afin de vérifier la pertinence de cette paramétrisation, la figure 5.12 compare les prédictions obtenues avec un calcul NLO en resommation jointe et avec la paramétrisation utilisant les facteurs-K présentés sur la figure 5.4. Pour une meilleure comparaison, la

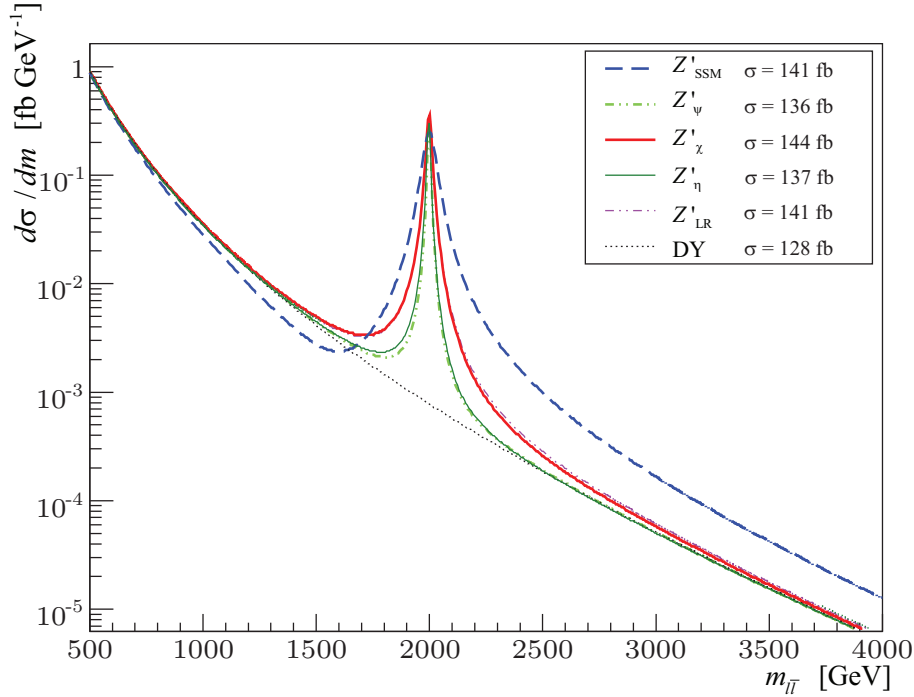


FIG. 5.11: Spectre de masse invariante m_{II} obtenu pour les différents Z' provenant de modèles de grande unification. La masse des Z' est fixée à 2 TeV et les sections efficaces correspondent aux sections efficaces intégrées entre les bornes du graphique.

figure 5.12-b présente le rapport des deux résultats. La bande verte correspond aux incertitudes sur le calcul de resommation liées à la variation d'échelle et aux PDF. On les estime de l'ordre de ± 5 à $\pm 6\%$.

Comme on peut le voir, la différence entre les deux méthodes n'excède pas 4% sur le spectre de masse invariante. La section efficace totale prédite par le calcul est de $\sigma_{Tot} = 372$ fb et celle obtenue avec la paramétrisation est de 358 fb, soit un accord à 4% près.

Il est important de noter que les incertitudes liées aux prédictions de la paramétrisation sont de l'ordre des incertitudes d'un calcul LO. L'incertitude liée aux PDF ne peut pas être estimée simplement car il n'existe pas l'équivalent des 40 distributions de CTEQ6M pour un calcul LO ; on peut cependant supposer que l'effet reste similaire et induit une erreur de l'ordre de $\pm 5\%$. Il faut également tenir compte de l'incertitude liée à la variation d'échelle. Il est alors raisonnable de considérer des incertitudes liées au calcul LO de l'ordre de $\pm 10\%$ à $\pm 20\%$.

Les deux prédictions sont alors parfaitement compatibles et bien que la précision obtenue avec la paramétrisation soit moindre que celle du calcul de resommation, elle est suffisante pour grand nombre d'analyses phénoménologiques telles que l'estimation du potentiel de découverte ou la détermination de limites. Vu le faible temps de calcul

	$\Gamma_{Z'}$ [GeV]	$\mathcal{A}_{\text{Peak}}$	$\mathcal{A}_{\text{Interf}}$	σ_{Tot} [fb]
Z'_{SSM}	62.6	327.5	683.8	141.0
Z'_{ψ}	11.1	539.8	-1095.0	135.7
Z'_{χ}	24.4	497.3	-435.5	144.1
Z'_{η}	13.3	516.8	-1228	137.2
Z'_{LR}	31.7	312.0	-115.1	140.7

TAB. 5.1: Paramètres phénoménologiques correspondant aux différents Z' de masse $M_{Z'} = 2 \text{ TeV}$ provenant de modèles de grande unification présentés sur la figure 5.11.

nécessaire pour cette paramétrisation, le facteur limitant dans les analyses devient clairement la simulation du détecteur, évènement par évènement (voir § 6.5). Nous avons alors développé une méthode s'affranchissant d'une simulation complète du détecteur et qui permet d'obtenir rapidement le spectre reconstruit par le détecteur (voir § 8.1.2). La dernière étape avant de poser des limites consiste en une analyse statistique type basée sur le maximum de vraisemblance qui peut être coûteuse en temps, cependant, comme nous le verrons au paragraphe 8.2.3, une méthode analytique permet de réduire considérablement ce temps de calcul. Cette paramétrisation rapide du spectre de masse invariante est en fait la base d'un outil que nous avons développé et qui permet, entre autres, d'estimer le potentiel de découverte d'un Z' en quelques secondes.

De plus, ne dépendant que de quatre paramètres phénoménologiques, il est concevable d'utiliser cette paramétrisation comme fonction d'ajustement sur des données du LHC ou encore comme méthode pour rechercher un Z' dans un lot de données (voir § 9.1). En supposant une bonne connaissance des PDF, on pourrait alors obtenir des contraintes sur les paramètres théoriques du Z' et envisager une discrimination des modèles.

5.4 Les autres résonances

Nous venons de présenter comment un Z' influe sur le spectre de masse invariante de deux leptons provenant du processus $pp \rightarrow l\bar{l}$. À l'instar du boson Z , un Z' se traduit par une nouvelle résonance dont la valeur centrale détermine sa masse. La paramétrisation (4.37) permet de prédire le spectre de masse invariante correspondant à la désintégration de n'importe quel Z' en considérant que l'unique résonance est induite par un seul nouveau boson. Il existe cependant des modèles qui prévoient l'existence de plusieurs nouveaux bosons à des masses qui peuvent être proches voire dégénérées. Dans ces cas, la résonance n'est plus une simple BW relativiste mais la somme des différentes contributions de chaque nouveau boson et de leur interactions.

De plus, la résonance dans le spectre de masse invariante ne renseigne pas du tout sur le spin du boson. Il est alors impossible, en étudiant la forme de la résonance, de différencier un nouveau boson de spin 1 (ce que nous appelons Z') d'un boson de spin 2 comme par

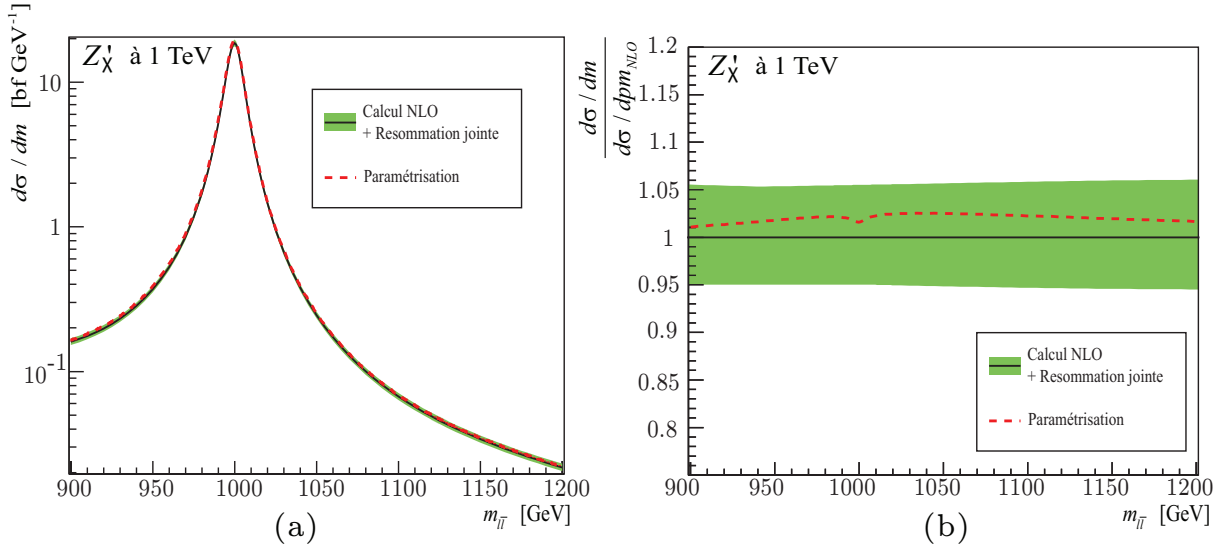


FIG. 5.12: (a) Spectre de masse invariante m_{II} obtenu pour un Z'_χ de 1 TeV avec un calcul théorique en resommation (trait plein) et avec la paramétrisation avec facteurs K (tiretés). (b) Rapport du spectre obtenu avec la paramétrisation et de la prédiction théorique présentée sur la figure (a). Dans les deux figures, la bande sombre correspond aux incertitudes liées aux PDF. On constate que l'accord est meilleur que 5% et que les deux résultats sont compatibles compte tenu des incertitudes théoriques.

exemple un graviton. Il s'ensuit que la paramétrisation (4.37) permet également d'obtenir des spectres de masse invariante de leptons provenant de la désintégration d'un spin 2 tel que le graviton. Cependant, d'autres observables telles que la distribution angulaire des leptons de l'état final seront nécessaires pour différencier ces deux types de résonances.

5.4.1 Les modèles à plusieurs résonances

Les modèles de dimensions supplémentaires

Parmi les modèles qui prédisent l'existence de plusieurs bosons supplémentaires, on trouve tous les modèles basés sur des théories de dimensions supplémentaires. En effet, comme nous l'avons mentionné au paragraphe 2.2.1, les différentes valeurs quantifiées que peut prendre l'impulsion des particules se propageant dans les dimensions supplémentaires vont être perçues dans notre espace à quatre dimensions comme des particules distinctes. Ces modèles prédisent donc une infinité de nouvelles particules correspondant aux excitations de KK de chaque particule libre de se propager dans le *bulk*. En particulier, si les dimensions supplémentaires sont accessibles aux champs de jauge, il y aura une infinité de nouvelles particules notées $\gamma^{(n)}$, $Z^{(n)}$ correspondant aux excitations du photon et du Z .

La masse de ces différentes particules dépend de la géométrie et la compactification des dimensions supplémentaires. Les limites actuelles (voir § 2.4) imposent généralement

que le premier état excité possède une masse de l'ordre du TeV. Le spectre varie d'un modèle à l'autre mais la seconde résonance est généralement beaucoup plus lourde, de l'ordre de plusieurs TeV. Cependant, les excitations du photon et du Z possèdent généralement des masses très voisines, la largeur du $\gamma^{(1)}$ et du $Z^{(1)}$ est beaucoup plus grande que la différence de masse. Il en résulte que la première excitation du photon et du Z n'engendrent qu'un seul pic dont la forme dépend de la résonance $\gamma^{(1)}$, de la résonance $Z^{(1)}$ ainsi que de toutes leurs interférences. Le modèle de RS que nous avons étudié (voir chapitre 8) entre dans cette catégorie de modèles pour lesquels la paramétrisation (4.37) ne suffit plus pour décrire correctement le spectre de masse invariante. Nous avons alors utilisé Pythia pour lequel nous avons implémenté le processus complet $pp \rightarrow \gamma/Z/\gamma^{(1)}/Z^{(1)}/\gamma^{(2)}/Z^{(2)} \rightarrow l\bar{l}$ tenant compte des deux premiers états de KK et des différentes interférences [75].

La figure 5.13 présente les prédictions obtenues sur le spectre de masse invariante pour les trois points (A, B et C) que nous avons utilisés lors de l'analyse du modèle RS avec matière dans le *bulk*. La masse des premières excitations est fixée à 3 TeV et l'on peut voir les deuxième excitations autour de 7 TeV.

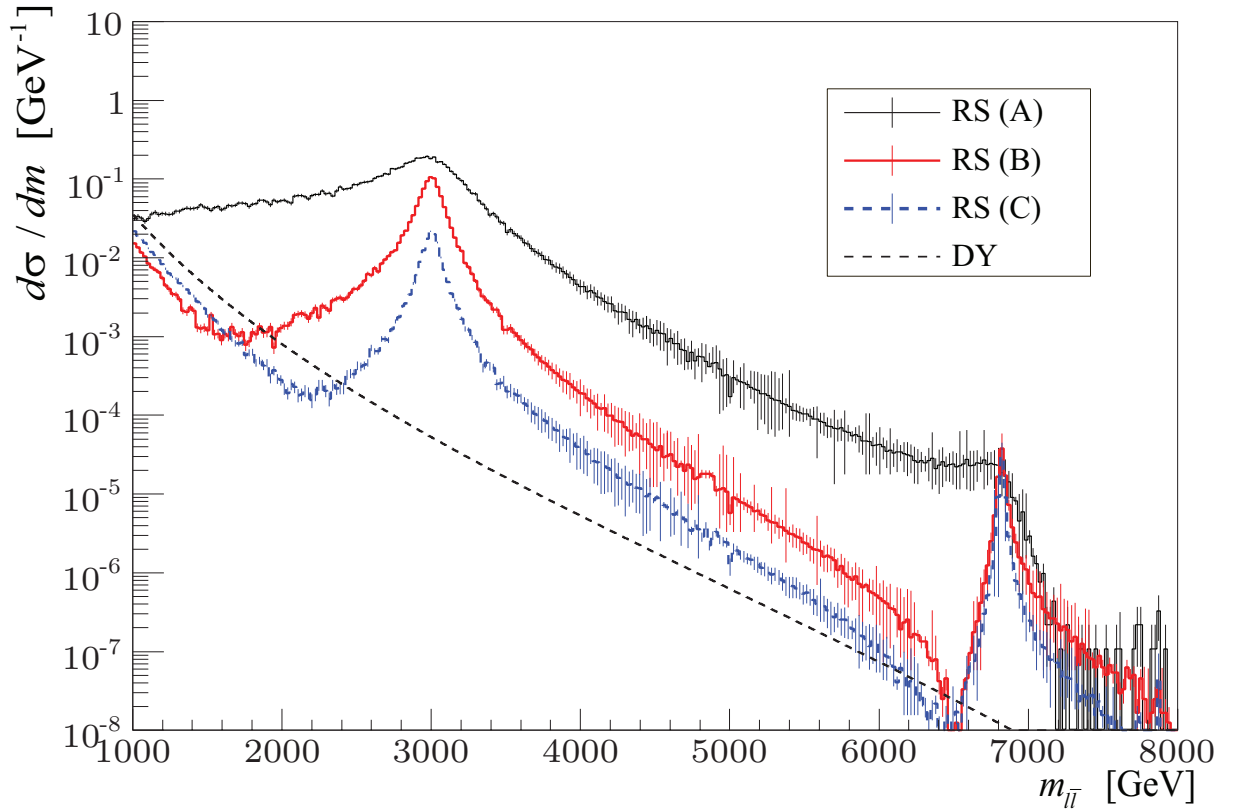


FIG. 5.13: Spectre de masse invariante $m_{l\bar{l}}$ obtenu pour les trois différents Z' provenant du modèle de RS avec matière dans le *bulk*. La masse de la première excitation de KK est fixée à 3 TeV et l'on peut voir la seconde résonance apparaître autour de 7 TeV.

Bien que la paramétrisation (4.37) ne suffise pas pour décrire correctement ces spectres, le principe de base qui est la factorisation (4.32) de la partie MS et PDF dans le terme G_{PDF} reste valide. Il est alors possible d'améliorer cette paramétrisation afin qu'elle prenne en considération les différentes résonances et interférences mises en jeu dans ce processus. Ce travail, qui mènerait à une prédiction très rapide des spectres de masse invariante correspondant à des modèles de dimensions supplémentaires, fera l'objet d'une étude ultérieure.

La technicouleur

Certains modèles basés sur la technicouleur prédisent également de nouveaux bosons vecteurs qui peuvent entrer dans le processus $pp \rightarrow l\bar{l}$. En particulier, ces modèles prévoient l'existence de techni- ρ et techni- ω qui ont des masses de l'ordre de 200 GeV. Selon les modèles, ces masses peuvent être dégénérées ou bien légèrement différentes. L'étude de ces nouveaux bosons se fait soit en considérant leur désintégration en bosons vecteurs ou bien dans leur désintégration en deux leptons. Dans ce dernier cas, ceci peut donner lieu à un spectre en masse invariante possédant deux pics proches mais suffisamment distincts pour qu'ils puissent être observés expérimentalement.

On se retrouve ici dans le même cas que pour des modèles de dimensions supplémentaires : la résonance est en fait composée de deux particules et la paramétrisation 4.37 ne suffit pas pour décrire convenablement le spectre. Cependant, la version améliorée prévue pour les modèles de dimension supplémentaire s'adaptera très simplement à ce genre de phénoménologie.

5.4.2 Les observables discriminantes

Comme nous venons de le voir, dans certains cas, le spectre de masse invariante peut s'avérer efficace pour différencier certains modèles théoriques : en particulier dans le cas des modèles de technicouleur où l'on attend deux résonances contiguës, ou dans le cas des dimensions supplémentaires si l'on observe le deuxième état de KK du photon ou du Z . Cependant dans la majorité des cas, les seules informations obtenues par le spectre de masse invariante ne suffiront pas à discriminer les modèles théoriques sous-jacents au(x) nouveau(x) boson(s) observé(s). Il est alors utile de s'intéresser à d'autres observables telles que la distribution angulaire ou la rapidité [76].

La distribution angulaire

La distribution angulaire, présentée pour une résonance de spin 1 au paragraphe 4.2.2, dépend fortement du spin de la résonance. La figure 5.14 présente ces distributions angulaires pour des résonances de différents spins. Bien que sa reconstruction ne soit pas aisée, cette observable est intéressante pour discriminer le type de résonance. Elle devrait permettre, par exemple, la différenciation entre un Z' et un graviton.

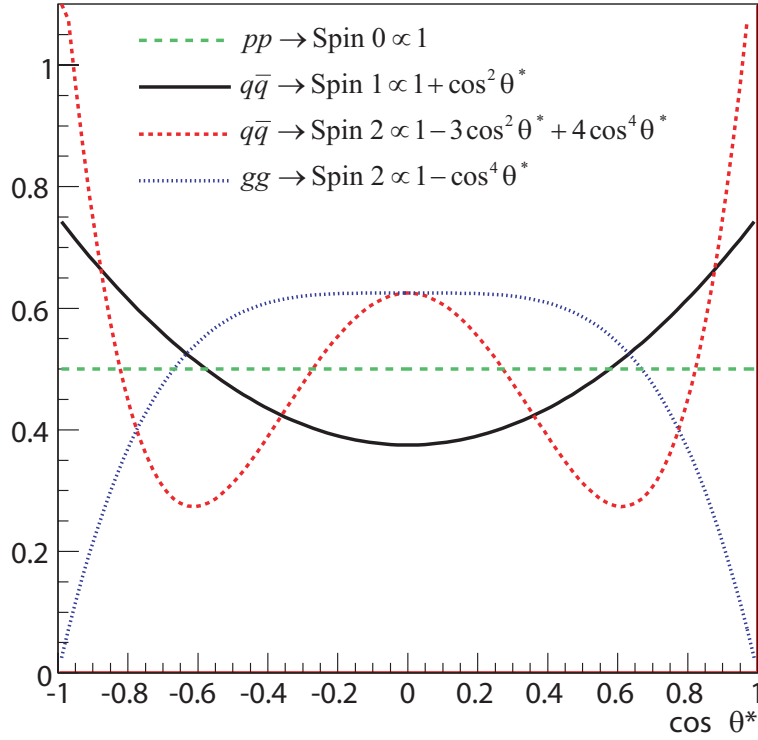


FIG. 5.14: Distributions angulaires normalisées à l'unité pour des résonances de spin 0, 1 et 2 avec une asymétrie nulle.

L'asymétrie avant-arrière

En plus de cette contribution dominante, en fonction des couplages aux différentes particules, la distribution angulaire peut présenter une asymétrie avant-arrière. Cette asymétrie est donnée au niveau partonique pour une résonance de spin 1 par l'expression (4.18). La généralisation au cas d'une collision pp fait intervenir les proportions $P_{q\bar{q}}(m_{ll})$ de collisions $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$ présentées sur la figure 5.10. On peut alors écrire :

$$A_{\text{FB}}^{Z'} = \frac{F_{\text{DY}}C_{\text{DY}} + F_{\text{Interf}}C_{\text{Interf}} + F_{\text{Peak}}C_{\text{Peak}}}{F_{\text{DY}}D_{\text{DY}} + F_{\text{Interf}}D_{\text{Interf}} + F_{\text{Peak}}D_{\text{Peak}}} \quad (5.5)$$

Dans cette relation

$$\begin{aligned} C_{\text{DY}}(m_{ll}) &= \sum_{q,\bar{q}} P_{q\bar{q}}(m_{ll}) \times \left(g_{\gamma}^4 C_{\gamma\gamma}^{ql} + g_Z^4 C_{ZZ}^{ql} + 2g_{\gamma}^2 g_Z^2 C_{\gamma Z}^{ql} \right) \\ C_{\text{Peak}}(m_{ll}) &= \sum_{q,\bar{q}} P_{q\bar{q}}(m_{ll}) \times g_{Z'}^4 C_{Z'Z'}^{ql} \\ C_{\text{Interf}}(m_{ll}) &= \sum_{q,\bar{q}} P_{q\bar{q}}(m_{ll}) \times \left(g_{\gamma}^2 g_{Z'}^2 C_{\gamma Z'}^{ql} + g_Z^2 g_{Z'}^2 C_{ZZ'}^{ql} \right) \end{aligned} \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned}
 F_{\text{DY}} &= \frac{1}{m_{ll}} \\
 F_{\text{Interf}} &= \frac{m_{ll}(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)}{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2} \\
 F_{\text{Peak}} &= \frac{m_{ll}^3}{(m_{ll}^2 - M_{Z'}^2)^2 + M_{Z'}^2 \Gamma_{Z'}^2}
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

et D_{DY} , D_{Peak} , D_{Interf} sont définis par l'équation (4.35).

La figure 5.15-a présente l'asymétrie avant-arrière en fonction de la masse invariante dileptonique pour les différents Z' usuels. La distribution angulaire asymétrique correspondant au pic du Z' est présentée sur la figure 5.15-b.

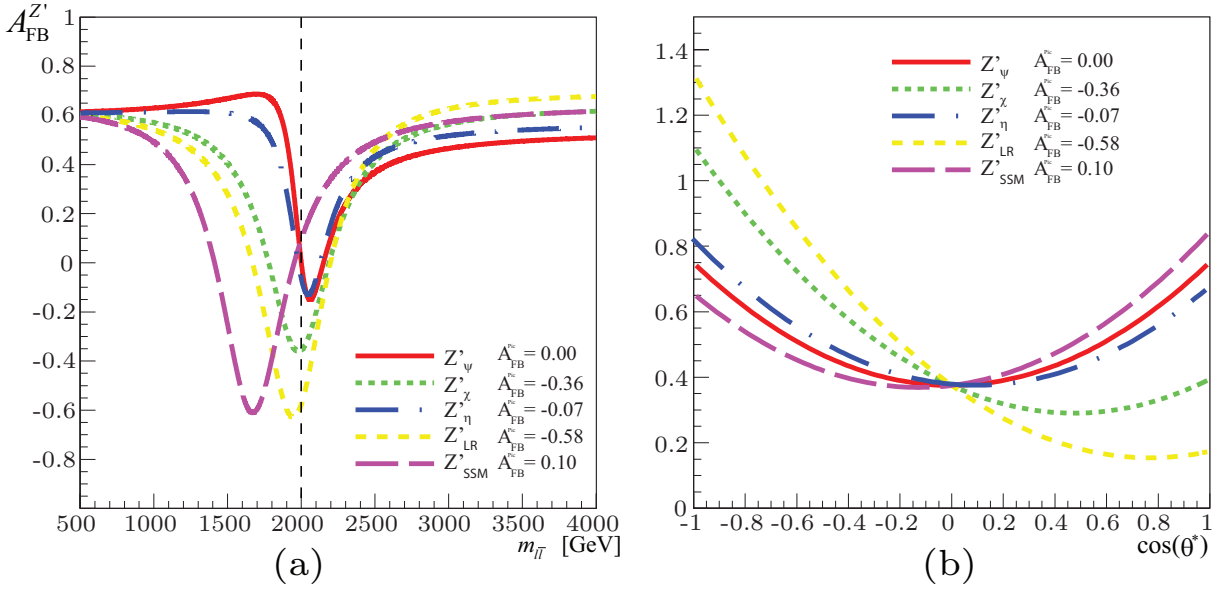


FIG. 5.15: (a) Asymétrie avant-arrière en fonction de la masse invariante dilepton pour les différents Z' usuels d'une masse de 2 TeV. (b) Distribution angulaire calculée au pic du Z' ($\sqrt{s} = M_{Z'}$) pour les différents Z' usuels.

On remarque que cette asymétrie est visible plusieurs centaines de GeV en deçà la résonance; malgré la nécessité d'une étude approfondie, ceci semble montrer qu'elle pourrait être une observable utile dans la recherche de Z' . On remarque également que les extremas des distributions ne correspondent pas à la masse du Z' , ceci indique que cette observable est très sensible à l'interférence γ/Z' et Z/Z' . De par cette forte dépendance aux couplages, elle sera très intéressante pour contraindre les modèles théoriques.

Notons toutefois que, comme présenté dans [52], la reconstruction de cette observable n'est pas aisée et qu'il lui est souvent associé de grandes incertitudes.

La rapidité du boson

La rapidité du Z' est définie comme :

$$Y_{Z'} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_Z}{E - p_Z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right) \quad (5.8)$$

où x_1 et x_2 représente les fractions d'impulsions des deux partons initiaux.

La fonction δ de la relation (4.28) impose $x_2 = \frac{\hat{s}}{x_1 S}$, on peut alors écrire :

$$\frac{d^2\sigma}{dm dY} = \frac{2m_{ll}}{S} \sum_q \hat{\sigma}^{ql}(m_{ll}) (f_q(x_1, \hat{s}) f_{\bar{q}}(x_2, \hat{s}) + f_q(x_2, \hat{s}) f_{\bar{q}}(x_1, \hat{s})) \quad (5.9)$$

avec $x_1 = \sqrt{\frac{\hat{s}}{S}} e^Y$ et $x_2 = \sqrt{\frac{\hat{s}}{S}} e^{-Y}$ et $\hat{\sigma}^{ql}(m_{ll})$ définie par (4.22).

Si l'on se place au pic du Z' ($\hat{s} = M_{Z'}^2$), on obtient alors :

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^2\sigma}{dm dY} \right|_{\hat{s}=M_{Z'}^2} &= \frac{g_{Z'}^4 M_{Z'}}{2\pi \Gamma_{Z'}^2 S} \left[D_{Z'Z'}^{ul} (f_u(x_1, \hat{s}) f_{\bar{u}}(x_2, \hat{s}) + f_u(x_2, \hat{s}) f_{\bar{u}}(x_1, \hat{s})) \right. \\ &+ D_{Z'Z'}^{dl} (f_d(x_1, \hat{s}) f_{\bar{d}}(x_2, \hat{s}) + f_d(x_2, \hat{s}) f_{\bar{d}}(x_1, \hat{s})) \\ &+ \left. D_{Z'Z'}^{sl} (f_s(x_1, \hat{s}) f_{\bar{s}}(x_2, \hat{s}) + f_s(x_2, \hat{s}) f_{\bar{s}}(x_1, \hat{s})) \right] \quad (5.10) \end{aligned}$$

Contrairement à l'asymétrie avant-arrière, cette observable est définie dans le référentiel du laboratoire et est relativement simple à reconstruire. La figure 5.16 présente les distributions en rapidité au pic (normalisées à l'unité) obtenues avec les expressions ci-dessus pour différents Z' .

Le spectre en rapidité d'un Z' dépend, comme la masse invariante et la distribution angulaire, des PDF ainsi que des couplages du Z' aux différentes particules. Comme nous le verrons au paragraphe 9.2, il est possible, en séparant les contributions provenant de collision $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$, d'obtenir des informations sur les couplages du Z' .

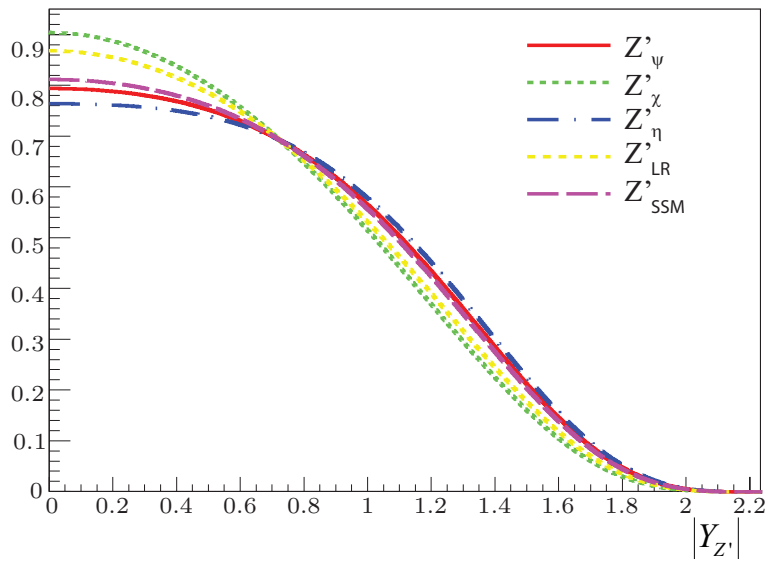


FIG. 5.16: Distribution en rapidité $Y_{Z'}$, normalisée à l'unité obtenue à partir de la relation (5.11) pour les différents Z' usuels. Ces distributions sont calculées au pic du Z' ($\sqrt{s} = M_{Z'}$).

Troisième partie

ATLAS et les électrons

*Je m'arracherais bien les yeux mais ce serait malveillance
Vu qu'j'ai déjà vendu mon cadavre à la science.*

Hubert-Félix Thiéfaine, *"Zoo - Zumains - Zébus"*.

6

Le détecteur ATLAS et la simulation ATHENA

Le détecteur ATLAS est l'un des quatre détecteurs installés auprès du LHC (voir chapitre 3). Il a été approuvé en 1996 et sera mis en fonction en 2009. Son architecture a été conditionnée par la recherche de nouvelle physique à l'échelle d'énergie du TeV dans l'environnement hadronique de haute énergie que lui fournit le LHC. Afin d'identifier au mieux ces signatures dans de telles conditions, ATLAS doit répondre à un certain nombre de critères :

- Une identification des particules chargées et une mesure efficace de leurs trajectoires. Ce critère est rempli par le détecteur interne qui assure une bonne reconstruction des traces des particules chargées à haute luminosité.
- La grande précision sur la détection des électrons et des photons s'appuie sur le calorimètre électromagnétique qui permet également la discrimination γ/π^0 .
- Une bonne détection des jets hadroniques s'appuyant sur la calorimétrie hadronique.
- Une identification efficace des muons et une bonne mesure de leur impulsion. Ceci est réalisé grâce au spectromètre à muons qui permet une mesure autonome des muons sur toute la gamme d'énergie accessible à basse et haute luminosité.
- Un détecteur hermétique permettant une bonne mesure de l'énergie transverse manquante. Pour cela, le calorimètre couvre un large domaine en pseudo-rapacité de $0 < |\eta| < 4.9$.
- Le détecteur est prévu pour fonctionner plus d'une dizaine d'années ce qui implique que les technologies utilisées doivent être résistantes aux radiations engendrées par l'environnement du LHC.

Une vue d'ensemble du détecteur ATLAS est proposée sur la figure 6.1.

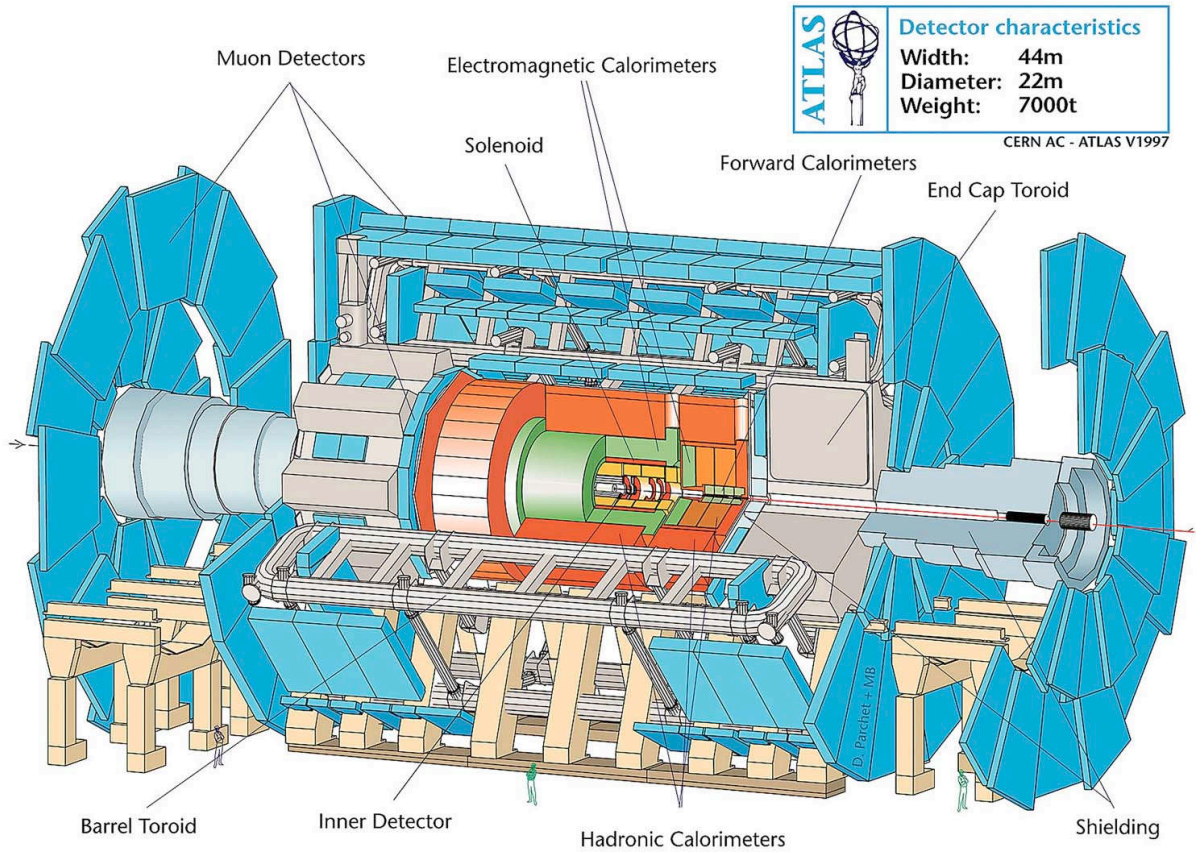


FIG. 6.1: Vue d'ensemble du détecteur ATLAS.

ATLAS possède une forme cylindrique ayant pour centre le point d'interaction. Émise lors de la collision pp , une particule traversera successivement :

1. Le détecteur interne qui reconstruit la trajectoire des particules chargées et qui mesure leur impulsion.
2. Le calorimètre électromagnétique qui mesure l'énergie des particules électromagnétiques.
3. Le calorimètre hadronique qui est nécessaire pour la mesure de l'énergie des jets hadroniques.
4. Le spectromètre à muons qui identifie, reconstruit la trajectoire et mesure l'impulsion des muons.

Une description détaillée du détecteur ATLAS pourra être trouvée dans [77].

6.1 Le détecteur interne

Le rôle du détecteur interne est de fournir une mesure des traces des particules chargées. De plus, un solénoïde entourant le détecteur interne génère un champ magnétique de 2 Tesla le long de l'axe du faisceau qui va également permettre une mesure de leur impulsion. Ce détecteur sera particulièrement nécessaire pour les mesures de vertex déplacés ou l'identification des jets de quark b . Il est également intéressant pour effectuer une reconstruction précise d'observables telles que la masse invariante de deux particules car il fournit une mesure des angles θ et ϕ avec une précision de 0.01% en ϕ et 0.1% en $\cot \theta$.

C'est le sous-détecteur le plus proche du point d'interaction et il devra être efficace malgré le grand nombre de traces produites par les collisions du LHC. Pour ce faire, il utilise différentes technologies : des détecteurs à semi-conducteurs et un détecteur à rayonnement de transition.

Un schéma du détecteur interne est présenté sur la figure 6.2.

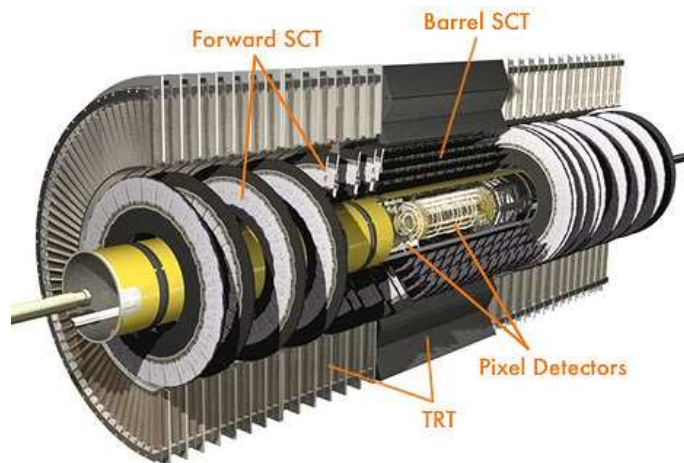


FIG. 6.2: Vue d'ensemble du détecteur interne.

Le détecteur à pixels et le détecteur à micropistes de silicium (SCT) sont des détecteurs à semi-conducteurs qui fournissent des mesures très précises au plus près du point de collision. La périphérie du détecteur interne est constituée d'un détecteur à rayonnement de transition (TRT), qui a pour but de suivre la trace des particules sur une distance de plusieurs dizaines de centimètres. Afin de reconstruire les traces sur ces distances relativement grandes, la technologie de rayonnement de transition a été préférée à celle des semi-conducteurs pour des raisons de coût mais également de quantité de matière à ne pas introduire avant le système de calorimétrie.

La figure 6.3 présente une vue en coupe d'un quart du détecteur interne, elle montre comment sont agencées les différentes parties, leur taille ainsi que leur couverture en pseudo-rapacité η .

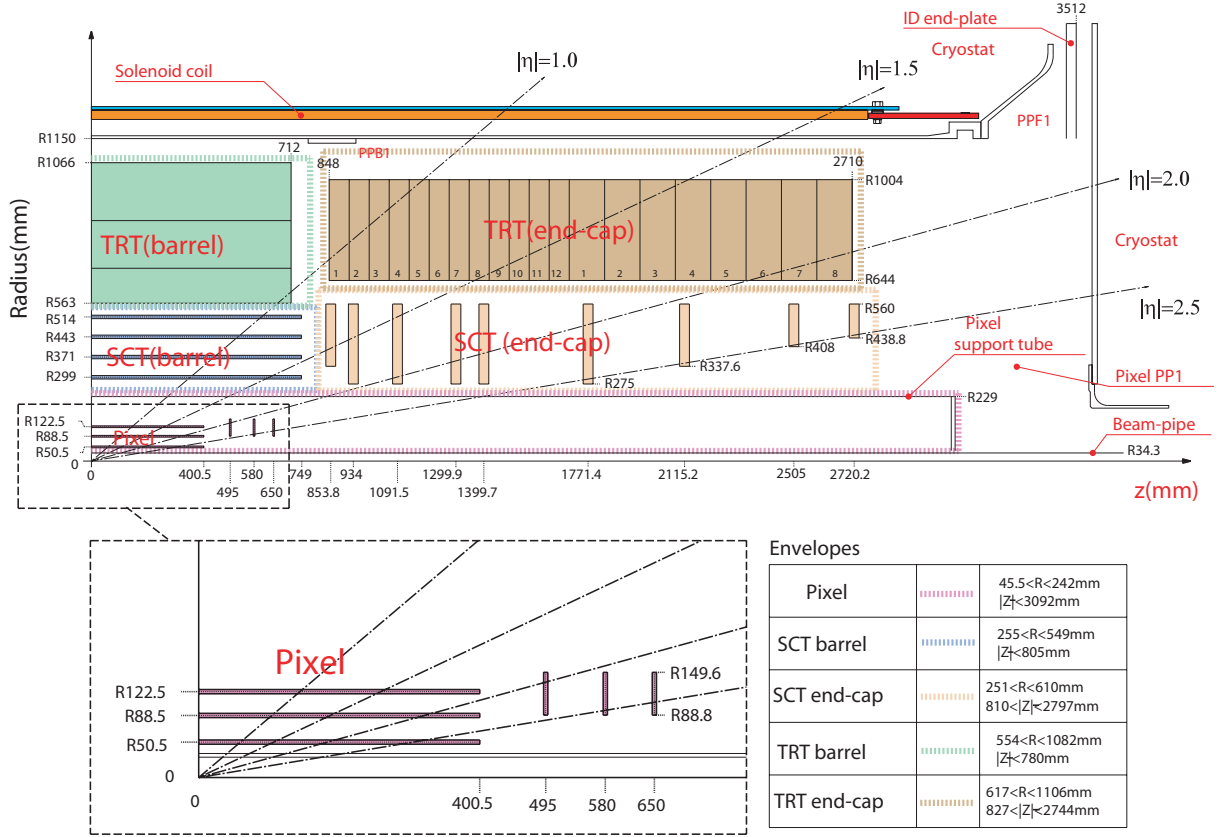


FIG. 6.3: Vue en coupe d'un quart du détecteur interne le long de l'axe du faisceau. [77]

6.1.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est le détecteur situé le plus près de la collision. Son principal but est de mesurer les angles radial θ et azimutal ϕ associés aux particules chargées qui le traversent. Ces informations sont fondamentales lors de la reconstruction du vertex primaire.

Il est constitué de trois couches couvrant le domaine en pseudo-rapidity $|\eta| < 2.5$ et fournissant trois points d'impact par particule. Afin d'obtenir une bonne résolution spatiale, ces couches doivent posséder une granularité très fine. Elles sont constituées de modules mesurant $62.4 \times 21.4 \text{ mm}^2$ formés d'un plan de silicium d'une épaisseur de $205 \mu\text{m}$ sur lequel sont positionnés les pixels de lecture. Chaque pixel mesure $50 \times 300 \mu\text{m}^2$ ce qui conduit à une granularité suffisamment fine pour que le taux d'occupation est de l'ordre de $1/1000$ par évènement à haute luminosité. Chaque module est également équipé d'un système de refroidissement et d'une électronique de lecture comprenant 16 puces et 1 processeur. Le plan de silicium est soumis à une différence de potentiel qui permet de séparer les paires électron-trou créées lors du passage d'une particule chargée à travers le silicium. Les charges ainsi séparées sont collectées par l'électronique de lecture

et l'acheminement des données vers l'extérieur du détecteur est ensuite réalisé par un réseau de câbles en kapton.

La partie centrale du détecteur à pixels est composée de trois couches cylindriques comprenant près de 1500 modules chacune. Elles sont placées à 50.5 mm, 88.5 mm et 122.5 mm de l'axe du faisceau (voir figure 6.3). La première de ces couches est fondamentale pour l'étiquetage des quarks b et est ainsi appelée b layer pour "couche b ".

Les parties avant du détecteur sont composées de trois disques placés entre 49 cm et 65 cm de part et d'autre de la collision. Ils ont un rayon variant de 9 cm à 15 cm et possèdent près de 300 modules chacun.

La précision obtenue sur la position des traces est de l'ordre de $14\ \mu\text{m}$ en $r\phi$ et $80\ \mu\text{m}$ en z .

6.1.2 Le détecteur à micropistes de silicium (SCT)

Les micropistes implantées sur les modules de silicium constituant les différentes couches du détecteur SCT possèdent une longueur pouvant aller jusqu'à 126 mm et une largeur de $80\ \mu\text{m}$.

Comme on peut le voir sur la figure 6.3, la partie centrale est constitué de 2112 modules répartis sur 4 couches cylindriques de rayon 299 mm, 371 mm, 443 mm et 514 mm. Afin de permettre une mesure de la coordonnée z , les modules de la partie centrale sont constitués de deux plans de silicium de $6 \times 13\ \text{cm}^2$ décalés d'un angle stéréo de 40 mrad. Les parties avant comprennent 1976 modules répartis sur 2×9 disques situés à des distances variant de 80 cm à 280 cm de part et d'autre du point d'interaction. L'agencement des différentes parties a été étudié de sorte à assurer une bonne herméticité du détecteur.

Ce détecteur fournit en moyenne quatre points d'impact par particule qui le traverse et sa granularité permet une précision sur la position des traces de l'ordre de $16\ \mu\text{m}$ en $r\phi$ et $580\ \mu\text{m}$ en z .

6.1.3 Le détecteur à rayonnement de transition (TRT)

Ce détecteur utilise le concept de chambre à dérive et de rayonnement de transition. Il est constitué d'un grand nombre de tubes à dérive permettant la détection des particules qui les traversent. Les tubes à dérive mesurent 4 mm de diamètre et jusqu'à 150 cm de longueur. Ils sont remplis d'un mélange gazeux et sont traversés (dans le sens de la longueur) par un fil de tungstène recouvert d'or d'un diamètre de $30\ \mu\text{m}$. Lorsqu'une particule traverse l'un de ces tubes à dérive, le mélange gazeux est ionisé et les charges ainsi produites sont collectées sur l'anode formée par le fil de tungstène. La composition du mélange gazeux (70% de xénon, 20% de méthane et 10% CO_2) permet une dérive (des charges d'ionisation) rapide, de l'ordre de 38 ns.

Ces tubes à dérive sont également recouverts d'une couche de polypropylène / polyéthylène utile lors de l'identification des électrons. En effet, à l'interface de deux maté-

riaux de constantes diélectriques différentes, une particule chargée va émettre un rayonnement dit de “transition”. Ce rayonnement va ensuite ioniser le mélange gazeux et les charges ainsi produites seront collectées sur l’anode. L’intensité du rayonnement de transition varie en fonction de l’énergie et de la masse de la particule comme E/m ; de par leur faible masse, les électrons déposent davantage d’énergie ce qui permet de les différencier des autres particules.

La partie centrale de ce détecteur est constituée de trois couches utilisant des tubes de 150 cm de long et les parties avant sont formées de 18 couronnes utilisant des tubes de 39 cm à 55 cm de long.

Ce détecteur fournit en moyenne 36 points d’impact supplémentaires pour la mesure de la trace d’une particule chargée. La précision obtenue sur la mesure d’une trace est de l’ordre de 30 μm .

6.1.4 Les performances

Les performances de l’ensemble du détecteur interne ont été estimées avec des muons de différentes énergies. La résolution en impulsion transverse est de :

$$\sigma(1/p_T) = 0.00036 \oplus \frac{0.013}{p_T \sqrt{\sin \theta}} [\text{GeV}^{-1}] \quad (6.1)$$

et la précision sur le paramètre d’impact vaut (p_T en GeV) :

$$\sigma(d_0) = 11 \oplus \frac{60}{p_T \sqrt{\sin \theta}} \mu\text{m en } r\phi \quad (6.2)$$

$$\sigma(d_0) = 70 \oplus \frac{100}{p_T \sqrt{\sin^3 \theta}} \mu\text{m en } z \quad (6.3)$$

Comme nous le verrons au chapitre 7, les analyses des processus physiques tels qu’un Z' décroissant en deux électrons de grande impulsion transverse utilisent le détecteur interne principalement pour l’identification des électrons par le rejet des photons.

6.2 Le calorimètre électromagnétique

Le principe d’un calorimètre électromagnétique consiste à arrêter les particules (e^\pm, γ) qui le traversent tout en mesurant les dépôts d’énergie le long de leur trajectoire. Il fournit alors une mesure précise sur l’énergie et la direction des particules dites “électromagnétiques” à savoir les photons et les électrons. Il s’en suit que le calorimètre électromagnétique joue un rôle important dans la mesure de l’énergie transverse manquante. Ce sous-détecteur participe également au système de déclenchement (voir § 7.1).

Les différents types de particules qui traversent le calorimètre ne déposent pas leur énergie de la même manière et la forme de la gerbe électromagnétique formée par les

interactions successives des particules avec la matière du calorimètre fournit alors des informations importantes pour l'identification des particules.

La figure 6.4 présente une vue en coupe d'un quart du système de calorimétrie électromagnétique d'ATLAS. On y trouve les deux parties du calorimètre électromagnétique : la partie centrale (barrel) et les bouchons (end-cap).

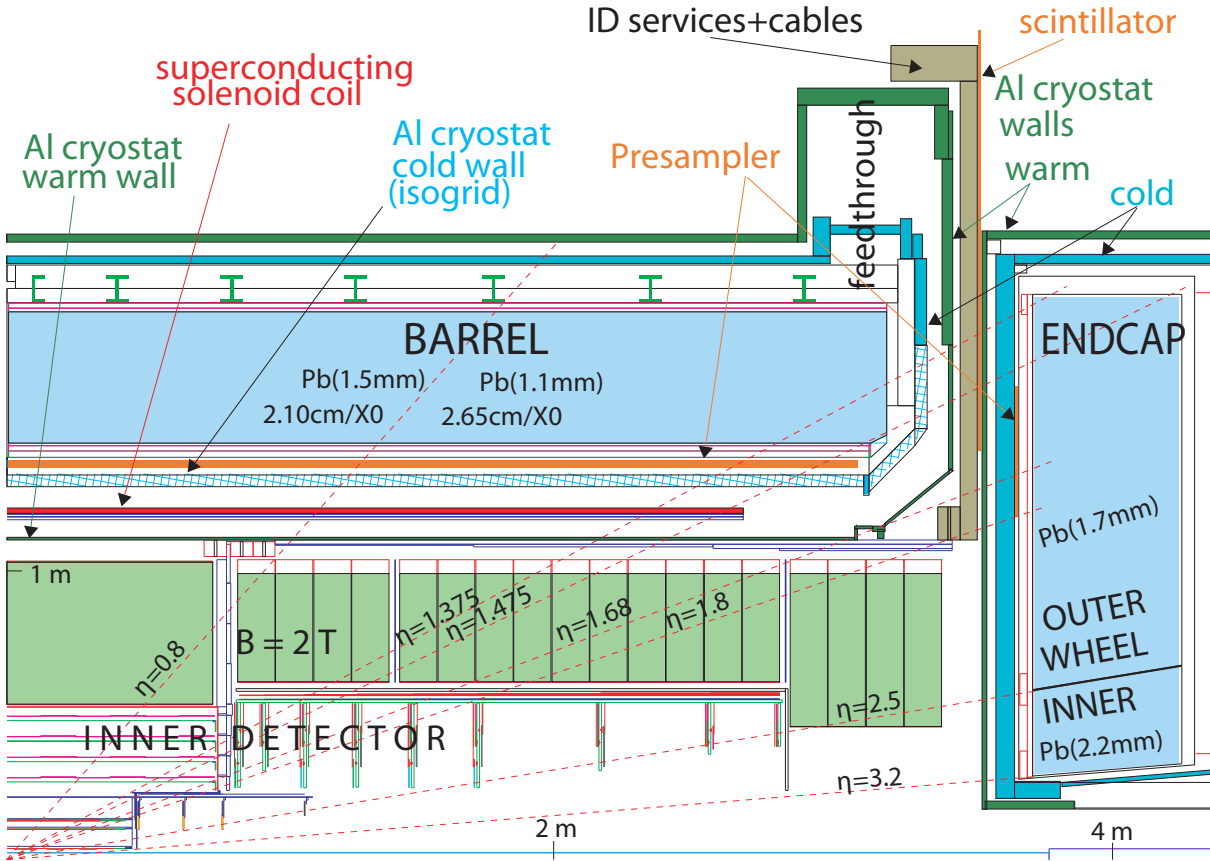


FIG. 6.4: Vue en coupe d'un quart du système de calorimétrie le long de l'axe du faisceau.

Comme on peut le voir sur la figure 6.4, le calorimètre électromagnétique constitue un cylindre qui entoure le détecteur interne. Les particules traversent donc ce dernier avant de pénétrer dans le calorimètre pour y déposer leur énergie. La figure 6.5-a présente la quantité de matière traversée par les particules avant de pénétrer dans le calorimètre en fonction de la pseudo-rapidity $|\eta|$. Les particules traversent environ $2X_0$ et il est alors possible que les particules émises lors de la collision amorcent le développement de leur gerbes électromagnétiques en traversant la matière du détecteur interne et du solénoïde.

La quantité d'énergie déposée en amont du calorimètre induit un biais dans la reconstruction de l'énergie des particules. Pour contrôler et réduire ce biais, la première couche du calorimètre est constituée d'un pré-échantillonneur.

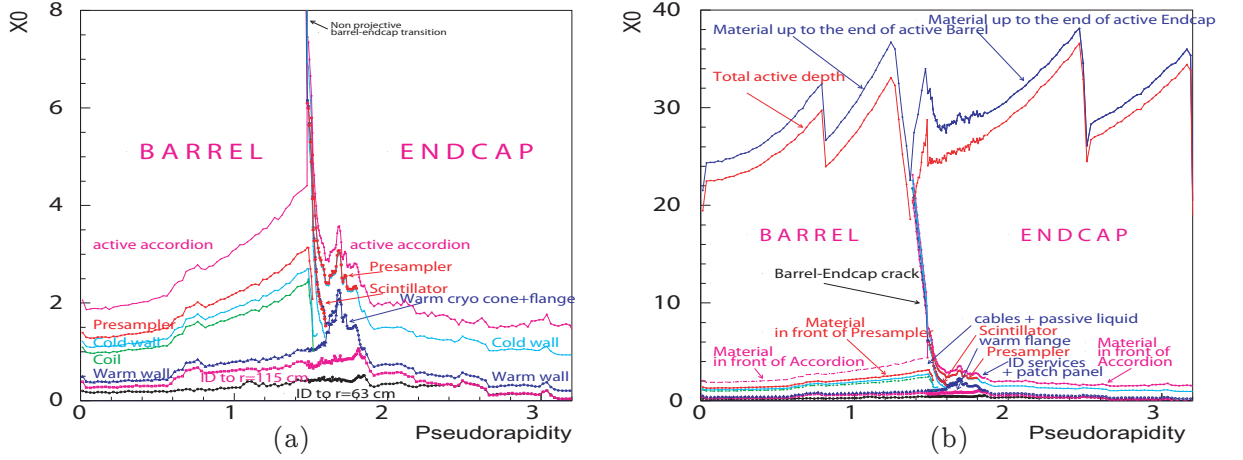


FIG. 6.5: Quantité de matière morte exprimée en longueur de radiation (X_0) située avant (a) et après (b) le calorimètre électromagnétique.

6.2.1 Le pré-échantillonneur

Le pré-échantillonneur permet de corriger le biais introduit dû à la matière morte placée en amont du calorimètre.

Pour ce faire, il est constitué d'électrodes de cuivre et d'époxy baignant dans de l'argon liquide. Les électrodes collectent les charges créées lors de l'ionisation de l'argon liquide lors du passage d'une particule. Il est alors possible de corriger l'effet de la matière morte en estimant (avec le pré-échantillonneur) l'état de développement de la gerbe avant qu'elle ne pénètre dans le calorimètre. La partie centrale couvre le domaine $|\eta| < 1.52$ et les bouchons couvrent jusqu'à $|\eta| < 1.8$.

6.2.2 Le calorimètre

Le calorimètre électromagnétique est constitué d'une succession de couches de plomb (milieu absorbant servant au développement des gerbes électromagnétiques) et d'argon liquide (milieu actif) qui s'ionise lorsqu'une particule le traverse. Ce type de calorimètre est appelé calorimètre à échantillonnage.

La figure 6.6-b présente un agrandissement de l'empilement de ces différentes couches constituant les cellules du calorimètre. Les couches d'absorbant ont pour but d'amorcer les gerbes électromagnétiques qui vont ioniser l'argon liquide; puis, les charges libérées lors de l'ionisation vont dériver suivant la haute tension pour être collectées sur les électrodes de lecture constituées de couches de cuivre.

Ces couches sont empilées les unes sur les autres selon la coordonnée ϕ de sorte à former un cylindre autour de l'axe du faisceau. Afin d'assurer une grande rapidité de lecture tout en conservant la propriété que les particules voient toutes la même quantité de matière, ces couches possèdent une géométrie en accordéon illustrée sur la figure 6.6-a.

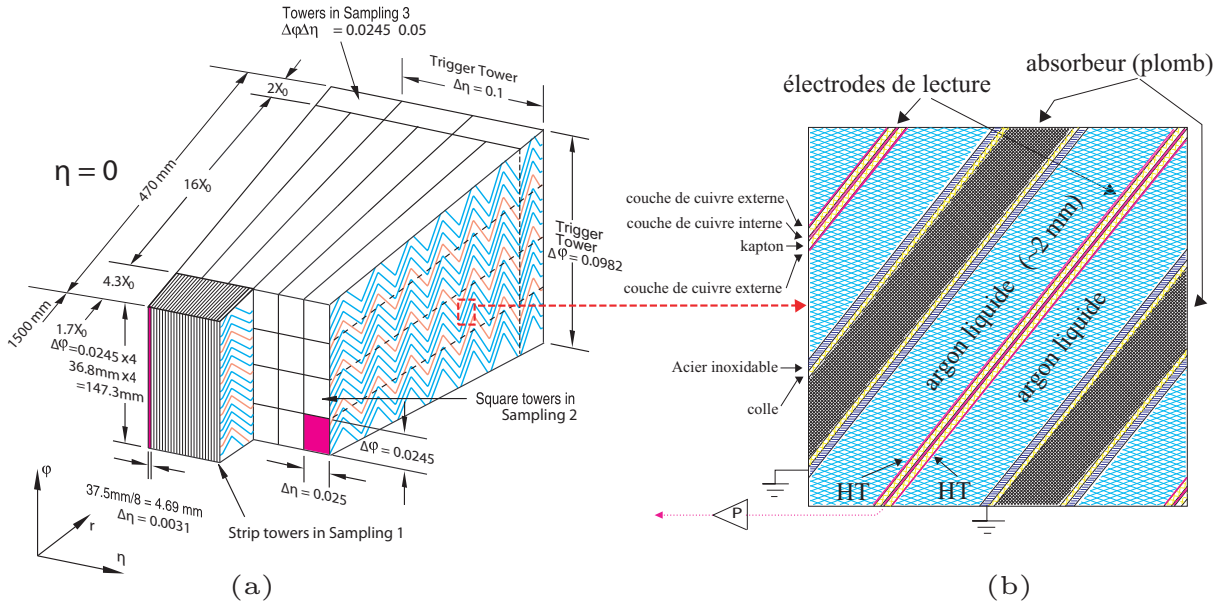


FIG. 6.6: (a) Représentation d'une cellule du calorimètre ainsi que de sa structure en accordéon. (b) Agrandissement montrant l'empilement des différentes couches constituant le calorimètre électromagnétique.

Comme on peut le voir sur cette même figure, le calorimètre est constitué de trois parties :

1. Le premier compartiment, appelé *strips*, permet de mesurer le début de la gerbe électromagnétique et de séparer les γ des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Il possède une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025/8 \times 0.1$ variant en fonction de la pseudo-rapidity η (voir tableau 6.1). La partie centrale de ce compartiment couvre le domaine $|\eta| < 1.475$ puis les bouchons couvrent $1.375 < |\eta| < 3.2$. Sa profondeur est de l'ordre de $2X_0$.
2. Le second compartiment, appelé *middle*, est beaucoup plus profond avec environ $16X_0$. La majeure partie des gerbes électromagnétiques va se développer dans ce compartiment qui va alors récolter la principale partie de leur énergie. Il possède une granularité variant en fonction de la pseudo-rapidity η , de l'ordre de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$ (voir tableau 6.1). La partie centrale couvre $|\eta| < 1.475$ et les bouchons $1.375 < |\eta| < 3.2$.
3. Le dernier compartiment d'une profondeur d'environ $2X_0$ sert à récupérer les fins de gerbes électromagnétiques qui ont débordé du second compartiment. Il couvre le domaine $|\eta| < 1.35$ pour la partie centrale et $1.5 < |\eta| < 2.5$ pour les bouchons.

Les différentes proportions d'énergie déposées dans les trois différentes parties du calorimètre servent également dans les critères de reconstruction des particules électromagnétiques (voir § 7.2).

6.2.3 Les performances

Les différents tests et mesures effectués sur le calorimètre électromagnétique prévoient une résolution en énergie :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = C \oplus \frac{S}{\sqrt{E}} \oplus \frac{N}{E} \quad (6.4)$$

où $N < 0.3$ GeV représente l'incertitude liée au bruit (*Noise*) provenant principalement de l'électronique ou de l'empilement des événements, $S \sim 0.1$ GeV^{1/2} correspond aux erreurs introduites par l'échantillonnage (*Sampling*) du calorimètre et $C \leq 0.7\%$ correspond au biais constant dû à la calibration.

Comme nous le verrons plus en détails dans le chapitre suivant, dans le cas d'électrons de très haute énergie provenant de la décroissance d'un Z' , la résolution est supposée être dominée par le terme constant C qui est de l'ordre de 0.7%. Il est prévu que l'utilisation de l'argon liquide fournisse une réponse très linéaire en fonction de l'énergie de la particule incidente, et ce jusqu'à des énergies de plusieurs TeV (entre 10 MeV et 3 TeV).

Calorimètre électromagnétique - Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ vs $ \eta $			
Partie centrale		Partie avant	
Pré-échantillonneur			
0.025×0.1	$ \eta < 1.52$	0.025×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
Premier compartiment			
$0.025/8 \times 0.1$	$ \eta < 1.40$	0.05×0.1	$1.375 < \eta < 1.425$
0.025×0.025	$1.4 < \eta < 1.475$	0.025×0.1	$1.425 < \eta < 1.5$
		$0.025/8 \times 0.1$	$1.5 < \eta < 1.8$
		$0.025/6 \times 0.1$	$1.8 < \eta < 2.0$
		$0.025/4 \times 0.1$	$2.0 < \eta < 2.4$
		0.025×0.1	$2.4 < \eta < 2.5$
		0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Deuxième compartiment			
0.025×0.025	$ \eta < 1.40$	0.05×0.025	$1.375 < \eta < 1.425$
0.075×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.025	$1.425 < \eta < 2.5$
Troisième compartiment			
0.05×0.025	$ \eta < 1.35$	0.05×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$

TAB. 6.1: Granularité et couverture en pseudo-rapacité η des différentes parties du calorimètre électromagnétique.

6.3 Le calorimètre hadronique

Le but du calorimètre hadronique est de mesurer l'énergie et l'impulsion des jets hadroniques. Il permet également de séparer les jets des électrons et des photons qui s'arrêteront majoritairement dans le calorimètre électromagnétique. Le principe général de fonctionnement est le même que pour le calorimètre électromagnétique : c'est un calorimètre à échantillonnage constitué d'une succession de milieux absorbants qui déclenchent une gerbe de particules et de milieux actifs qui permettent sa mise évidence.

Il est composé de trois parties utilisant des technologies différentes en fonction de la pseudo-rapacité. Le calorimètre à tuiles constitue la partie centrale. Il est complété par les bouchons hadroniques et le calorimètre avant qui couvrent un très grand domaine en pseudo-rapacité et qui permet ainsi une bonne herméticité de l'ensemble de la calorimétrie. Une telle herméticité est nécessaire pour estimer l'énergie transverse manquante.

6.3.1 Le calorimètre à tuiles

La partie centrale du calorimètre hadronique couvre le domaine en pseudo-rapacité $|\eta| < 1.7$. Il est composé d'un empilement de couches de fer de 14 mm d'épaisseur et de tuiles scintillantes de 3 mm d'épaisseur. En interagissant avec le fer, les particules développent des gerbes qui vont exciter les tuiles scintillantes. Ces dernières vont alors émettre des photons qui seront détectés par des photomultiplicateurs permettant la mise en évidence de la gerbe et une mesure de son énergie. Le calorimètre à tuiles est découpé en profondeur en trois couches possédant des granularités de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les deux premières parties puis 0.2×0.1 pour la troisième (voir tableau 6.2).

6.3.2 Les bouchons hadroniques

Les bouchons hadroniques couvrent le domaine en pseudo-rapacité $1.5 < |\eta| < 3.2$. Dans cette région, le niveau de radiation empêche l'utilisation de plaques de fer et la technologie utilisée est alors très proche de celle employée dans le calorimètre électromagnétique. Les bouchons sont constitués de deux grandes roues, situées à 4.28 m et 6.10 m du point d'interaction, remplies d'argon liquide, le milieu absorbant étant composé de plaques de cuivre. Dans la région $1.5 < |\eta| < 2.5$, la granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ et de 0.2×0.2 pour $2.5 < |\eta| < 3.2$ (voir tableau 6.2).

6.3.3 Le calorimètre à l'avant

Le calorimètre avant couvre la région de très grande pseudo-rapacité $3.1 < |\eta| < 4.9$. Comme dans le cas des bouchons, le milieu actif le plus approprié aux fortes radiations régnant dans cette région est l'argon liquide. Le calorimètre avant est alors constitué de trois modules d'absorbeur (du cuivre pour le premier module puis du tungstène pour les deux suivants) percés de tubes cylindriques de rayon $r = 26.25$ mm et de

0.25 mm d'épaisseur rempli d'argon liquide. Les différents modules de la partie avant sont organisés selon le plan $x \times y$ (et non les coordonnées η et ϕ) mais permettent une reconstruction des angle η et ϕ avec une précision de l'ordre de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$.

6.3.4 Les performances

La résolution en énergie obtenue par le calorimètre hadronique dépend du sous-détecteur utilisé en fonction de la pseudo-rapidité. On peut cependant résumer ces performances suivant :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = C \oplus \frac{S}{\sqrt{E}} \quad (6.5)$$

avec $S \sim 0.5 \text{ GeV}^{1/2}$ et $C \sim 3\%$ pour $|\eta| < 3$ et $S \sim 1 \text{ GeV}^{1/2}$ et $C \sim 7\%$ pour $|\eta| > 3$.

Calorimètre hadronique - Granularité $\Delta\eta \times \Delta\phi$ vs $ \eta $	
Partie centrale - couche 1 et 2	
0.1×0.1	$ \eta < 1.7$
Partie centrale - couche 3	
0.1×0.2	$ \eta < 1.7$
Bouchons	
0.1×0.1	$1.5 < \eta < 2.5$
0.2×0.2	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimètre avant - Granularité $\Delta x \times \Delta y$ en cm vs $ \eta $	
3.0×2.6	$3.15 < \eta < 4.3$
$\sim 4\times$ plus fin	$3.1 < \eta < 3.15$
	$4.3 < \eta < 4.83$
3.3×4.2	$3.24 < \eta < 4.5$
$\sim 4\times$ plus fin	$3.2 < \eta < 3.24$
	$4.5 < \eta < 4.81$
5.4×4.7	$3.32 < \eta < 4.6$
$\sim 4\times$ plus fin	$3.29 < \eta < 3.32$
	$4.6 < \eta < 4.75$

TAB. 6.2: Granularité et couverture en pseudo-rapidité η des différentes parties du calorimètre hadronique.

6.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons a pour but d'identifier et de mesurer l'impulsion des muons qui sont les seules particules détectables pouvant traverser le système de calorimétrie. Comme les muons ne peuvent pas être arrêtés dans le détecteur, il est nécessaire, pour effectuer une mesure de leur impulsion, de courber leur trajectoire à l'aide d'un champ magnétique. Connaissant leur masse, la mesure du rayon de courbure de leur trajectoire permet une estimation de leur impulsion.

Le détecteur de muons est équipé de huit aimants toroïdaux dans la partie centrale ainsi que huit autres aimants dans chaque bouchon qui génèrent un champ magnétique de 4 Tesla qui se referme sur lui-même. L'agencement de ces différents aimants a été effectué de sorte à ce que le champ magnétique "entoure" le détecteur et soit orthogonal à la direction des muons venant du point d'interaction.

Le détecteur à muons vient compléter les autres sous-détecteurs que nous avons mentionnés mais il peut également fonctionner de manière autonome. Il couvre le domaine en pseudo-rapacité $|\eta| < 2.4$.

Il est constitué de deux parties : les chambres de déclenchement qui sont utilisées (entre autres) pour les prises de décision concernant le déclenchement des "événements muons" et les chambres de précision offrant une bonne résolution sur la trajectoire des muons.

6.4.1 Les chambres de déclenchement

Elles sont constituées, dans la partie centrale, de chambres à plaques résistives (RPC pour *Resistive Plate Chambers*) formées par des plaques de bakélite baignant dans un gaz composé de $C_2H_4F_4$, de C_4H_{10} et de SF_6 . Ces plaques de bakélite sont couvertes de bandes magnétiques permettant la détection des particules créées lors de l'ionisation du gaz lors du passage d'un muon. La résolution obtenue dans partie centrale est de l'ordre de $1\text{ cm} \times 25\text{ ns}$.

Les bouchons sont constitués de chambres proportionnelles à fils (TGC pour *Thin Gap Chambers*) utilisant un mélange de 55% de CO_2 et 45% de n-pentane comme milieu sensible.

6.4.2 Les chambres de précision

La partie centrale des chambres de précision est constituée de plans de tubes à dérive appelé MDT pour *Monitored Drift Tubes*. Les tubes en aluminium d'un diamètre de 30 mm sont remplis d'un gaz sous pression (3 bars) composé de 93% d'argon et de 7% de CO_2 . Ils permettent une précision de l'ordre de $300\text{ }\mu\text{m}$ par point de mesure lors la reconstruction de la trace d'un muon.

À l'instar des chambres de déclenchement, le grand flux de particules traversant la partie avant impose une instrumentation utilisant des chambres à fils proportionnelles

(CSC pour *Cathodes Strips Chambers*) remplies d'un mélange d'argon, de CO_2 et de CH_4 . La précision obtenue sur les traces est de l'ordre de $60\mu m$.

6.4.3 Les performances

Les performances obtenues pour les muons dépendent du contrôle du champ magnétique créé par les toroïdes ainsi que de l'alignement des chambres. La mesure de l'impulsion des muons peut être effectuée en utilisant seulement les informations fournies par les chambres à muons (précises pour les grands p_T) ou bien en la combinant avec les mesures du détecteur interne (précise pour les petits p_T). La résolution en impulsion transverse (estimée à partir des chambres à muons et du détecteur interne) pour des muons de $p_T = 100$ GeV et $p_T = 1$ TeV est présentée sur la figure 6.7.

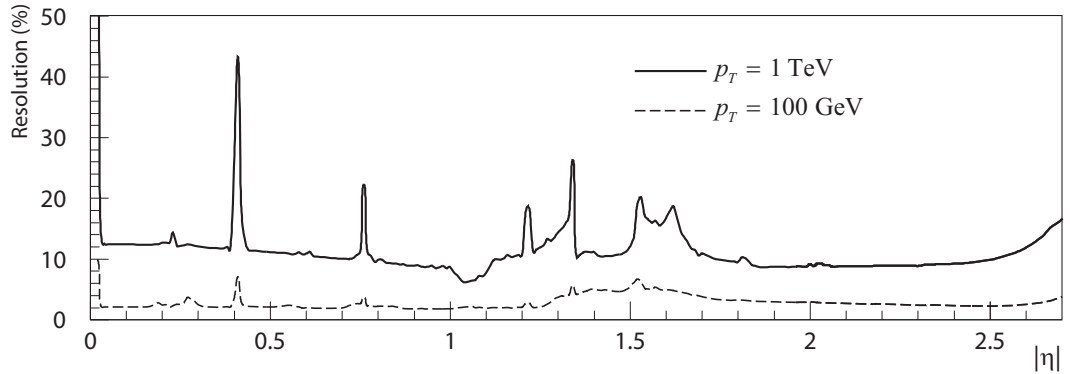


FIG. 6.7: Résolution obtenue sur l'impulsion transverse (p_T) des muons en fonction de la pseudo-rapidité η . Le trait plein correspond à des muons de $p_T = 1$ TeV et le trait en pointillés à $p_T = 100$ GeV.

Pour des muons de $p_T = 100$ GeV la résolution obtenue est de l'ordre de 2% et passe à $\sim 12\%$ pour $p_T = 1$ TeV.

6.5 La simulation ATHENA

ATHENA [78] est le nom donné à l'infrastructure officielle permettant la production d'événements simulés, la reconstruction des événements et l'analyse des futures données. Cette production de données simulées comprend différentes étapes :

1. **La génération** consiste à produire des événements correspondant à un processus physique donné à l'aide de générateurs Monte Carlo tels que Pythia ou MC@NLO présentés au paragraphe 5.2. Ces événements contiennent la quadri-impulsion de l'ensemble des particules qui ont participé au processus et utilisent généralement le format standard HepMC [79].

2. **La simulation du détecteur** est effectuée dans le cadre d'ATHENA par GEANT4 [80, 81]. Elle consiste à simuler le parcours et les interactions de l'ensemble des particules issues du processus physique préalablement simulé. Cette étape nécessite une description très complète de la structure du détecteur.

L'information obtenue à l'issue de cette étape correspond à l'ensemble des signaux électriques générés par le détecteur. Le format de ces données est appelé "Hits" et constitue la dernière étape de la "simulation" à proprement parler. En effet, après le démarrage de l'expérience, les événements physiques détectés par le détecteur prendront, en premier lieu, la forme d'une impulsion électrique dans les différents canaux de lecture des sous-détecteurs.

Les dernières étapes nécessaires à la reconstruction de l'évènement en termes de traces et de dépôt d'énergie sont alors communes aux événements simulés et aux événements physiques.

3. **La digitalisation** consiste à numériser les différents éléments de traces et dépôts d'énergie à partir des "Hits". Le format utilisé par ATHENA pour stocker les événements à l'issue de cette étape est appelé "Digits".
4. **La reconstruction** constitue la dernière étape à l'issue de laquelle l'évènement peut être interprété en termes de particules possédant une trajectoire et une quadri-impulsion. Cette étape est délicate et dépend de l'analyse de physique qui sera effectuée sur les données. L'identification des particules comme les muons, les électrons ou les photons peut être faite de différentes manières utilisant différents algorithmes. Nous détaillerons au paragraphe 7 la reconstruction et l'identification des électrons.

Il existe deux formats pour stocker les événements reconstruits : les ESD ("Event Summary Data") et les AOD ("Analysis Object Data"). Les ESD contiennent les particules reconstruites avec les algorithmes standard (voir § 7.2) utilisant des critères sur les gerbes électromagnétiques et hadroniques ainsi que sur les traces. Ce format n'est pas très utilisé pour les analyses de physique mais est fondamental lors des optimisations des algorithmes d'identification des particules car il contient également les informations sur les amas de cellules utilisés lors de la reconstruction. Les AOD correspondent en quelque sorte à un résumé des ESD ne contenant que les objets reconstruits tels que les photons, les électrons, les muons, les jets ou encore l'énergie transverse manquante. Ce format est alors plus léger et est utilisé par la plupart des analyses physiques effectuées à partir des données simulées.

Cette simulation fournit des estimations précises sur la réponse du détecteur et a largement été utilisée dans cette thèse pour prédire les performances sur les électrons de grande énergie. Cependant, la simulation complète du détecteur est très coûteuse en temps de calcul. La simulation d'un événement $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ nécessite environ 15 minutes de calcul. Ceci interdit un grand nombre d'analyses de physique comme par exemple certaines études basées sur des tirages d'un grand nombre de pseudo-données.

Bien qu'il existe un programme de simulation rapide du détecteur qui est largement utilisé pour les analyses physiques nécessitant beaucoup de statistique, les temps de calcul nécessaires restent relativement grand. C'est pourquoi nous avons adapté la paramétrisation présentée au paragraphe 5.3 afin qu'elle prenne en compte les différents effets du détecteur, fournissant ainsi un outil très rapide pour la prédiction du spectre de masse invariante diélectron. Comme nous le verrons au chapitre 9, cet outil a pu être utilisé dans le cadre d'analyses Monte Carlo concernant la découverte et la mise en évidence de Z' avec le détecteur ATLAS.

Derrière la saleté
S'étalant devant nous
[...]
Il nous faut regarder
Ce qu'il y a de beau
Le ciel gris ou bleuté
Les filles au bord de l'eau

Jacques Brel, *"Il nous faut regarder"*.

7

Les électrons de haut p_T dans le détecteur ATLAS

7.1 Le système de déclenchement

Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe 3.2, la fréquence de croisement des faisceaux de protons du LHC est de 40 MHz. En considérant que la section efficace totale au LHC soit de l'ordre de 100 mb et pour des luminosités de l'ordre de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ceci implique environ 10^9 interactions par seconde. Vu la quantité d'informations à stocker, il est actuellement techniquement impossible d'enregistrer tous les événements produits au LHC. De plus, une grande majorité de ces événements correspond à des processus de basse énergie tels que la diffusion proton-proton qui ne correspondent pas au domaine de recherche étudié avec le détecteur ATLAS. L'ensemble de ces processus de basse énergie forme une section efficace de l'ordre de 100 mb, plusieurs ordres de grandeur au-dessus des sections efficaces correspondant au processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow e^+e^-$ de l'ordre de 10^{-10} mb.

Il est alors nécessaire de mettre en place un système de déclenchement permettant la sélection des événements correspondant à des processus physiques recherchés. Son rôle est d'effectuer une sélection rapide des événements qui seront stockés puis analysés par la collaboration tout en restreignant le taux d'événements à environ 100 Hz. La vitesse d'écriture nécessaire pour stocker les événements d'ATLAS est de l'ordre de 100 Mb/s.

Le système de déclenchement du détecteur ATLAS est représenté sur la figure 7.1. Il est organisé en trois niveaux permettant une décision de plus en plus "raffinée" et est basé sur les trois sous-détecteurs : le détecteur interne, les calorimètres et les chambres à muons.

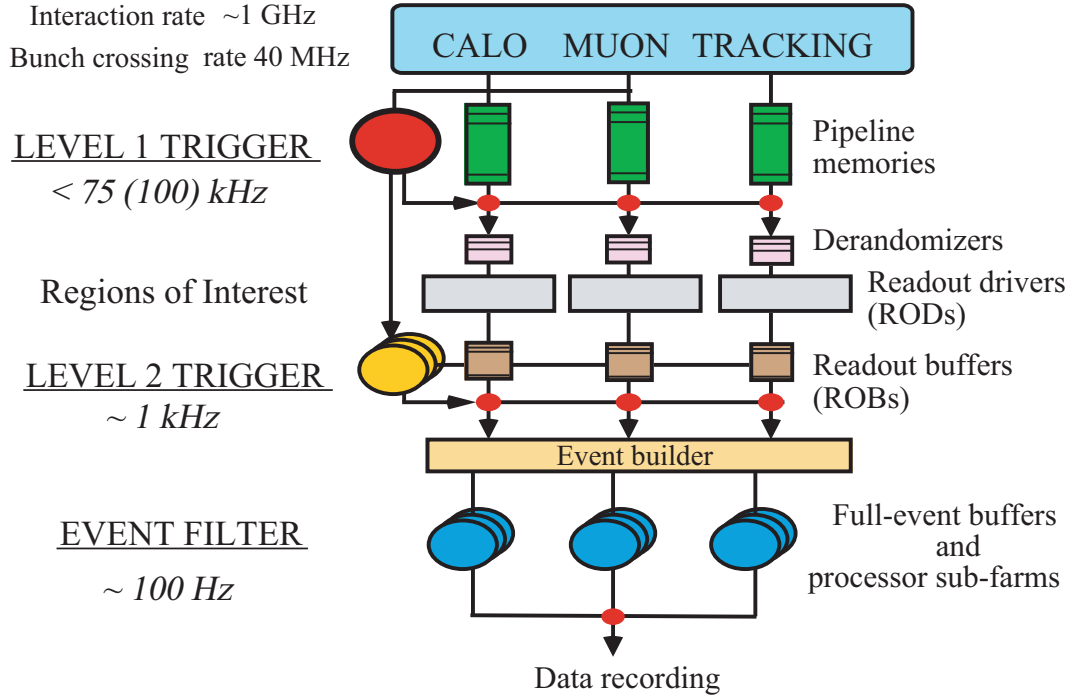


FIG. 7.1: Schéma du système de déclenchement présentant les différents niveaux de sélection.

7.1.1 Le niveau 1

Le rôle du premier niveau de déclenchement consiste à identifier très rapidement si l'événement est ou non potentiellement intéressant. Pour cela, des systèmes d'électronique associés aux différents sous-détecteurs analysent les dépôts d'énergie dans les calorimètres ainsi que les traces des chambres à muons afin de définir des "régions d'intérêts" (ROI pour *Region Of Interest*). La définition de ces ROI par le niveau 1 se fait de manière synchrone avec les collisions. Ainsi le temps nécessaire pour cette étape est limité à environ $2.5 \mu\text{s}$. Après cette première sélection, le taux d'événements est réduit à environ 10^2 kHz. Une fois identifiées, les ROI sont transmises au niveau 2 de déclenchement en vue d'une analyse plus détaillée.

Le niveau 1 pour les électrons

Le premier niveau de déclenchement a pour but l'identification des objets électromagnétiques à savoir les électrons et les photons indifféremment. Les ROI sont définies à partir de leur énergie transverse dans le calorimètre électromagnétique et de leur isolation. Pour ce faire, le calorimètre est segmenté en 3200 régions de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ appelées tours de déclenchement (voir figure 7.2). Les maxima d'énergie transverse sont alors recherchés dans les régions de 2×2 tours de déclenchement du calorimètre électromagnétique, ils correspondent aux candidats électrons.

La sélection des ROI est ensuite confirmée ou infirmée en fonction de l'énergie transverse du candidat électron (les 2×2 tours de déclenchement centrales) ainsi que sur son isolation (en utilisant les dépôts d'énergie dans la couronne 4×4 autour). La figure 7.2 illustre les différentes régions définies lors du déclenchement au niveau 1.

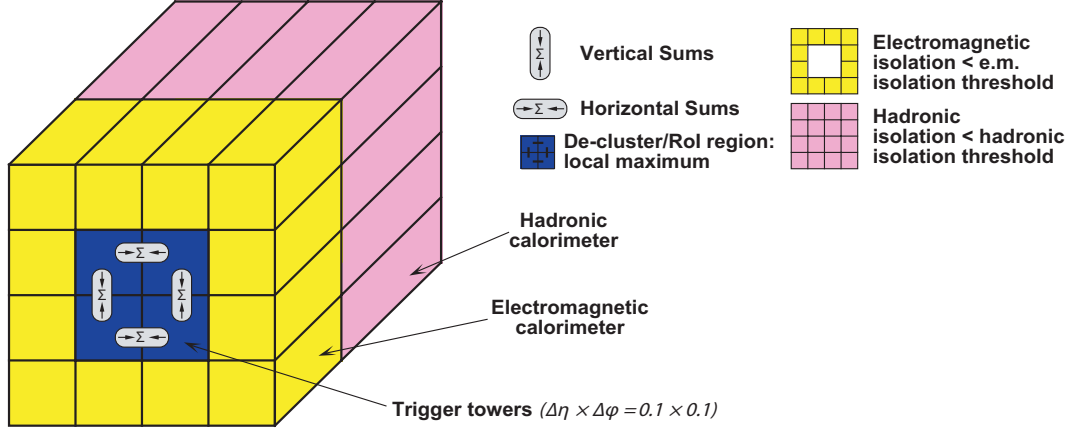


FIG. 7.2: Schéma représentant l'arrangement des cellules du calorimètre lors du premier niveau de déclenchement.

Ce niveau de déclenchement doit également fournir une bonne discrimination des objets électromagnétiques et des jets hadroniques. Pour cela, une série de critères supplémentaires est appliquée sur une région de 4 tours de déclenchement hadroniques se trouvant derrière le candidat électron ainsi qu'une couronne de 12 tours hadroniques (voir figure 7.2). Si l'énergie transverse contenue dans les 4 tours hadroniques centrales est trop élevée ou bien les critères d'isolation hadronique (basés sur les 12 tours) ne sont pas satisfaits, la ROI correspondante n'est pas sélectionnée.

L'ensemble des ROI sélectionnées lors du niveau 1 de déclenchement est ensuite analysé plus finement par le niveau 2.

7.1.2 Le niveau 2

Le deuxième niveau de déclenchement a pour but d'analyser les ROI sélectionnées pas le niveau 1. Pour cela, il utilise la granularité complète du calorimètre électromagnétique à l'intérieur des ROI ainsi que des informations provenant des autres sous-détecteurs. Cette étape est réalisée par de l'électronique du détecteur mais nécessite plus de temps que le niveau 1. Elle nécessite alors un système de mémoire tampon qui lui permet d'être asynchrone par rapport au croisement des faisceaux. À l'issue de cette étape, des candidats électrons, muons, taus, photons ou jets sont définis et différentes quantités telles que l'énergie transverse sont calculées. Ce niveau de déclenchement réduit le taux d'événements à environ 1 kHz.

Le niveau 2 pour les électrons

Les critères de sélection appliqués pour les électrons (et indifféremment pour les photons) sont établis en recherchant, dans des régions $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$ (correspondant aux ROI fournies par le niveau 1) les cellules possédant la plus grande énergie transverse déposée dans la deuxième couche du calorimètre. Autour de chacune de ces cellules sont ensuite définis un amas de 3×7 cellules (correspondant à $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$) ainsi qu'un amas de 7×7 cellules qui seront nécessaires pour définir les variables qui permettront la sélection :

- Énergie transverse contenue dans l'amas de 3×7 cellules dans le calorimètre électromagnétique (E_T^{EM}).
- Énergie transverse dans la première couche du calorimètre hadronique (E_T^{Had}).
- La forme latérale de la gerbe dans la deuxième couche du calorimètre électromagnétique est prise en considération *via* le rapport des énergies transverses déposées dans l'amas 3×7 et 7×7 cellules : $R_{core} = \frac{E_{3 \times 7}}{E_{7 \times 7}}$.
- Un second maximum d'énergie est recherché dans l'amas de 3×7 cellules. Le rapport $R_{strips} = \frac{E_{Max}^1 - E_{Max}^2}{E_{Max}^1 + E_{Max}^2}$ utilisant les deux maxima d'énergie (E_{Max}^1 et E_{Max}^2) permet de séparer les électrons ou les photons isolés d'une décroissance de π^0 par exemple.

Ces quantités sont représentées sur la figure 7.3 [82] pour un signal di-photon provenant d'un Higgs se désintégrant en deux photons ainsi que pour du bruit de fond di-jet.

En plus de ces informations fournies par le calorimètre, le déclenchement des électrons nécessite l'association d'une trace du détecteur interne avec les cellules du calorimètre contenant les candidats électrons. Le détecteur interne fournissant une mesure de l'impulsion transverse, la quantité E_T/p_T ¹ combinant les informations des deux sous-détecteurs est utilisée comme variable discriminante pour limiter le bruit de fond QCD et restreindre le flux d'évènements. La qualité de l'association entre les cellules du calorimètre et les traces du détecteur interne est quantifiée avec les quantités $\Delta\eta_{Trace-Cellule}$ et $\Delta\phi_{Trace-Cellule}$ qui sont également utilisées pour la discrimination du bruit de fond QCD. La figure 7.4 [82] présente la forme des ces distributions pour des candidats électrons ainsi que pour du bruit de fond di-jet.

7.1.3 Le niveau 3

Le dernier niveau de sélection des évènements est appelé filtre d'évènements (EF pour *event filter*). Son but est de raffiner la sélection établie par le niveau 2. Pour cela, il utilise des critères de qualité et d'association sur les traces reconstruites dans les différentes parties du détecteur interne. Les informations fournies par le calorimètre telles que la forme de la gerbe, l'énergie transverse ou encore le dépôt d'énergie dans le calorimètre hadronique sont également utilisées. Les sélections effectuées par le filtre d'évènements

¹Le rapport E_T/p_T pour un électron d'énergie supérieur à quelques GeV (ultra-relativiste donc de masse négligeable) vaut 1. Ceci permet de le différencier d'un jet dont la masse est non-négligeable et qui est en générale constitué de plusieurs traces.

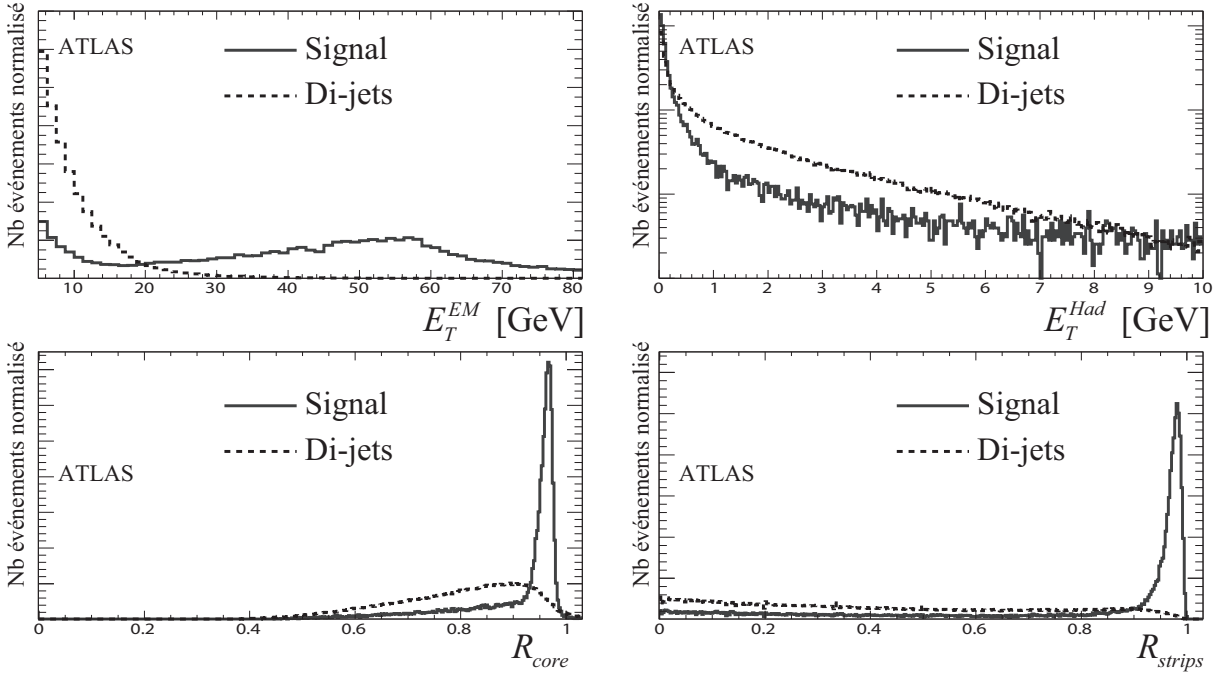


FIG. 7.3: Distribution des variables utilisées par le niveau 2 de déclenchement afin de sélectionner les événements intéressants. les traits pleins correspondent aux distributions obtenues pour un signal de Higgs se désintégrant en deux photons et les traits pointillés pour du bruit de fond di-jets.

sont proches de celles appliquées lors de la reconstruction des événements hors ligne qui sont décrites dans le paragraphe 7.2.

7.1.4 Le déclenchement pour les événements $Z' \rightarrow e^+e^-$

Le but du système de déclenchement est de limiter la sélection de bruit de fond tout en préservant une bonne efficacité de sélection des événements de physique intéressants. Pour cela, en fonction du processus physique recherché, il est possible de combiner différents critères de déclenchement qui mènent à l'enregistrement de l'événement. Dans le cadre des analyses où une particule lourde se désintègre en deux électrons, il existe plusieurs déclenchements possibles notés :

- **e55** qui nécessite au moins un électron d'impulsion transverse supérieur à 60 GeV pour enregistrer l'événement. La limite en p_T est fixée 55 GeV pour le niveau 1 puis 60 GeV pour les deux suivants.
- **e22i** qui demande au moins un électron de $p_T > 25$ GeV ($p_T > 22$ GeV pour le niveau 1) passant également les critères d'isolation.
- **2e12** qui correspond à au moins deux électrons de $p_T > 15$ GeV ($p_T > 12$ GeV pour le niveau 1).

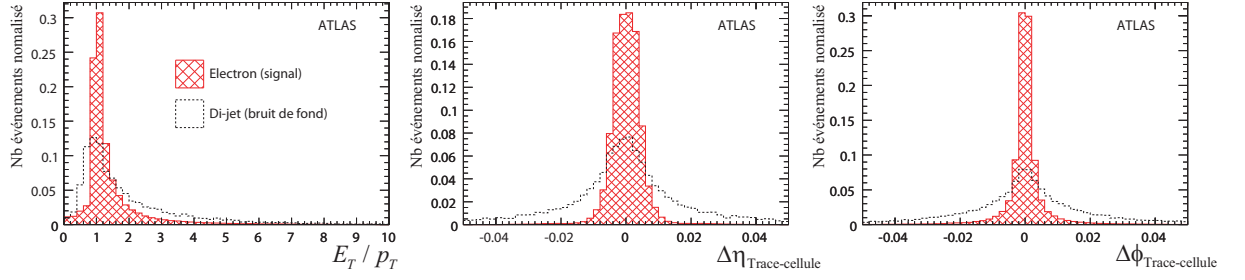


FIG. 7.4: Distribution des variables utilisées pour la sélection des candidats électrons. Les histogrammes hachurés correspondent aux distributions obtenues pour des électrons et les histogrammes en pointillés aux distributions obtenues pour du bruit de fond di-jets.

- 2e12i qui requiert au moins deux électrons de $p_T > 15$ GeV ($p_T > 12$ GeV pour le niveau 1) considérés comme isolés.

Le tableau 7.1 [83] résume les différentes efficacités obtenues pour les quatre déclenchements sus-cités pour des électrons provenant de la désintégration d'un graviton d'une masse de 500 GeV.

Signature	Efficacité en %			
	Niveau 1	Niveau 2	Event Filter	Combinée
e55	99.9 ± 0.0	95.9 ± 0.2	94.6 ± 0.3	90.8 ± 0.3
e22i	85.9 ± 0.3	96.4 ± 0.4	83.9 ± 0.3	80.9 ± 0.4
2e12	99.9 ± 0.1	84.9 ± 0.5	85.5 ± 0.3	72.6 ± 0.6
2e12i	59.1 ± 0.7	86.1 ± 0.7	86.2 ± 0.3	43.9 ± 0.7

TAB. 7.1: Efficacité du système de déclenchement normalisée à la reconstruction hors-ligne en fonction des différents niveaux pour un graviton de 500 GeV se désintégrant en deux électrons [83].

Ces efficacités sont normalisées aux événements sélectionnés après la reconstruction hors-ligne présentée au paragraphe 7.2. Elles ne représentent donc pas l'efficacité du système de déclenchement par rapport aux événements physiques mais permettent de calculer (comme nous l'avons fait au paragraphe 8.1.2) une efficacité totale (déclenchement + reconstruction) à partir de l'efficacité de reconstruction des événements physiques.

7.2 Reconstruction et identification des électrons

Les événements ayant vérifié les critères de déclenchement sont enregistrés et soumis à des algorithmes de reconstruction et d'identification. Le but de cette étape est de définir des objets physiques tels que des électrons à partir des données brutes du détecteur. Cette analyse peut nécessiter un temps de calcul important et est effectuée hors-ligne.

7.2.1 Critères de reconstruction

Il existe actuellement deux algorithmes de reconstruction des électrons dans le cadre d'ATHENA :

- L'algorithme dit *soft* qui est basé sur les traces observées dans le détecteur interne. Il associe à ces traces des cellules du calorimètre avec lesquelles il reconstruit les variables nécessaires à l'identification des électrons. Cet algorithme est optimisé pour les électrons de faible énergie de l'ordre de quelques GeV et n'intervient pas dans la reconstruction des événements $Z' \rightarrow e^+e^-$. Les détails concernant cette identification pourront être trouvés dans [84].
- L'algorithme dit *standard* qui est basé sur le calorimètre électromagnétique. Son rôle est d'identifier des objets tels que des candidats électrons ou photons. Pour cela, il définit des amas de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 7$ cellules de manière analogue au système de déclenchement. Cet algorithme utilise ensuite des informations provenant des dépôts d'énergies dans les calorimètres ainsi que des éléments de traces du détecteur interne afin de reconstruire les différentes variables d'identification. L'amas de cellules est alors identifié comme candidat électron s'il lui est associé une trace de $0.7 < E_T/p_T < 4$ dont l'extrapolation dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique se trouve dans la fenêtre $|\Delta\eta| < 0.025$ et $-0.05 < \Delta\phi < 0.025$. Il est optimisé pour les électrons de haut p_T , en particulier ceux provenant de la désintégration d'un Z .

Dans le cadre de l'analyse $Z' \rightarrow e^+e^-$, nous nous intéressons à des électrons de très haut p_T émis dans la partie centrale du calorimètre ($|\eta| < 2.5$) : ils sont identifiés par cet algorithme *standard*. Nous ne décrivons pas ici l'identification des électrons de $|\eta| > 2.5$ qui pourra être trouvée dans [84], notons seulement que la région $|\eta| > 2.5$ n'étant pas instrumentée par le détecteur interne, l'identification n'utilise alors pas d'information liées aux traces. La proportion d'électrons provenant d'un signal de physique intéressant est alors de l'ordre de 10^{-2} . Il est donc indispensable de reconstruire au mieux les différentes observables des candidats électrons qui permettront une discrimination du bruit de fond.

7.2.2 Algorithme d'identification *Standard*

L'étape suivant la reconstruction des candidats électrons consiste à exploiter au maximum les informations fournies par l'ensemble des sous-détecteurs afin d'obtenir la meilleure estimation possible des différentes observables physiques. En utilisant ces différentes observables, il est alors possible d'estimer la qualité de l'identification des candidats électrons et donc de les séparer du bruit de fond. Les critères utilisés par l'algorithme standard sont basés sur les observables présentées dans le tableau 7.2 et définis dans les paragraphes suivants.

Les différents critères sont organisés en trois groupes définissant trois populations d'électrons en fonction de la qualité de leur identification : *Loose*, *Medium* et *Tight*.

Type	Description
Sélection <i>Loose</i>	
Acceptante géométrique	$ \eta < 2.47$
Fuite hadronique	Rapport de E_T dans le premier compartiment du calorimètre hadronique sur E_T de l'amas de cellules électromagnétiques
Deuxième couche du calorimètre électromagnétique	Largeur latérale de la gerbe Rapport R_η de l'énergie des amas $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$ sur 7×3 Rapport R_ϕ de l'énergie des amas $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$ sur 3×7 Largeur de la gerbe (W_2)
Sélection <i>Medium</i> (+ sélection <i>Loose</i>)	
Première couche du calorimètre électromagnétique	Différence entre le second dépôt d'énergie maximum et le dépôt associé à la plus petite valeur entre les deux maxima (ΔE_s)
	Second dépôt d'énergie maximum normalisé à l'énergie de l'amas (R_{Max2})
	Largeur de la gerbe (W_{s3}, W_2, W_{stot})
	Fraction d'énergie déposée en dehors du cœur de la gerbe (F_{Side})
Qualité de la trace	Nombre d'impacts dans le détecteur à pixels
	Nombre d'impact dans le détecteur à pixels et dans le SCT
	Paramètre d'impact transverse
Sélection <i>Tight</i> (+ sélection <i>Medium</i>)	
Isolation de la trace	Rapport de l'énergie dans un cône $\Delta R = 0.2$ sur l'énergie de l'amas
Association de trace	$\Delta\phi$ entre amas et trace
	$\Delta\eta$ entre amas et trace
	Rapport énergie amas sur énergie trace (E_T/p_T)
TRT	Nombre d'impacts total dans le TRT Critères sur la qualité des impacts

TAB. 7.2: Variables et sélections utilisées lors de l'identification des électrons en fonction des sélections *Loose*, *Medium* ou *Tight*.

Ainsi, dans la version 12.0.31 de la simulation ATHENA, on trouve :

La sélection Loose

Cette série de critères de reconstruction est basée sur un nombre réduit d'informations provenant exclusivement du calorimètre. Les observables utilisées prennent en compte la forme de la gerbe électromagnétique dans la seconde partie du calorimètre ainsi que son débordement dans le calorimètre hadronique.

En plus des rapports R_η et R_ϕ définis à partir des dépôts d'énergie dans le second compartiment du calorimètre électromagnétique (voir tableau 7.2), la largeur en η de la gerbe dans le second compartiment est quantifiée par la variable :

$$W_2 = \sqrt{\frac{\sum E_C \times \eta^2}{\sum E_C} - \left(\frac{\sum E_C \times \eta}{\sum E_C} \right)^2} \quad (7.1)$$

où E_C représente l'énergie contenue dans la cellule C située à η dans l'amas $\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 5$ autour du candidat électron, la somme étant faite sur l'ensemble des cellules de l'amas.

Cette sélection permet une très bonne efficacité de reconstruction des électrons mais un faible rejet du bruit de fond. Elle est utilisable pour des processus physiques "propres" qui ne sont pas affectés par le bruit de fond.

La sélection Medium

En plus des critères *Loose*, la sélection *Medium* ajoute des informations sur la reconstruction de la trace associée et sur les dépôts d'énergie dans la première couche du calorimètre électromagnétique (*strips*).

Ainsi, l'énergie E_{Max}^2 du second maximum trouvé dans l'amas de 3×7 cellules permet de définir les variables ΔE_s et R_{Max}^2 (voir tableau 7.2) et est utilisée pour l'identification des électrons (principalement pour les discriminer des conversions $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$).

D'autres variables quantifiant la forme de la gerbe électromagnétique sont également utilisées :

- $F_{Side} = (E_3 - E_1)/E_1$ où E_n représente l'énergie déposée dans $\pm n$ cellules autour de la cellule de plus haute énergie.
- $W_{s3/stot} = \sqrt{\frac{\sum E_C \times (C - C_{max})^2}{\sum E_C}}$ où E_C représente l'énergie de la cellule numéroté C , C_{max} est le numéro de la cellule de plus haute énergie et $(C - C_{max})$ quantifie l'écart de la cellule C au cœur de la gerbe. W_{s3} est défini en prenant la somme sur 3 *strips* et W_{stot} sur 20.

Cette sélection *Medium* permet d'améliorer d'un facteur 3 ou 4 le rejet des jets.

La sélection Tight

Cette sélection utilise toutes les observables d'ores et déjà mises au point pour l'identification des électrons. En plus des *Medium*, un grand nombre de critères concernant

la mesure des traces dans le détecteur interne sont pris en considération pour réduire la sélection d'électrons provenant d'une conversion $\gamma \rightarrow e^+e^-$ ou encore d'une désintégration de hadrons chargés. De nouvelles coupures sur le rapport E_T/p_T sont également utilisées pour affiner la sélection des électrons *Tight*. Enfin, des critères basés sur les dépôts d'énergie dans un cône de $\Delta R < 0.2$ autour du candidat électron permettent de définir l'isolation des électrons.

Le critère de sélection le plus adapté à une analyse physique est celui qui permet la meilleure sélection des événements correspondant au processus étudié tout en limitant la sélection du bruit de fond. Afin de choisir le critère de sélection le plus adapté à notre analyse $Z' \rightarrow e^+e^-$, nous avons estimé, à partir de simulation complète du détecteur, les efficacités ainsi que la résolution en énergie obtenues pour des électrons seuls puis pour les événements $Z' \rightarrow e^+e^-$ pour les différentes sélections *Loose*, *Medium* et *Tight*.

7.3 Les performances de l'identification et de la reconstruction des électrons

Afin d'estimer les performances liées à la reconstruction et à l'identification des électrons, nous avons utilisé les événements $pp \rightarrow Z'_\chi \rightarrow e^+e^-$ avec une masse $M_{Z'_\chi} = 1$ TeV issus de la simulation complète officielle. La simulation du détecteur correspond à la version d'ATHENA 12.0.31 et nous disposons de 7250 événements Z'_χ . La signature de ces événements est deux électrons de haut p_T isolés dans le détecteur : il est alors possible, en s'intéressant à chacun des ces deux électrons séparément, d'obtenir des informations sur la reconstruction des électrons avec le détecteur ATLAS.

Les spectres en énergie de ces électrons, en impulsion transverse ainsi qu'en pseudo-rapacité sont présentés sur la figure 7.5 au niveau généré et après reconstruction.

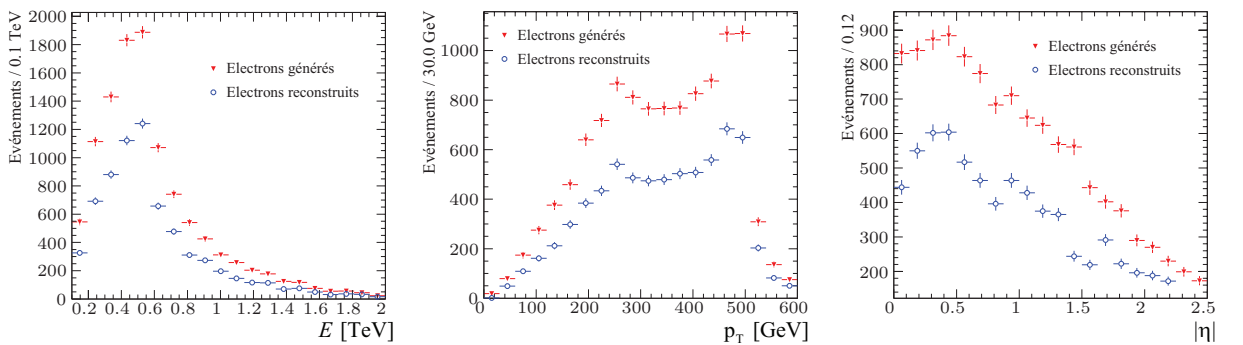


FIG. 7.5: Spectres en énergie E (gauche), en impulsion transverse p_T (centre) et en pseudo-rapacité η (droite) pour des électrons provenant de la désintégration du Z'_χ à 1 TeV. Une coupure $M_{ll} > 500$ GeV a été appliquée lors de la génération.

On remarque que ces électrons provenant d'un Z' de 1 TeV possèdent une énergie

moyenne de l'ordre de 500 GeV. Le pic à 250 GeV dans le spectre en p_T n'est pas physique et est dû à la coupure $M_{ll} > 500$ GeV appliquée lors de la génération.

7.3.1 Efficacité de sélection

La figure 7.6 présente l'efficacité des différents critères de sélection des électrons en fonction de leur énergie (7.6-a), de leur impulsion transverse (7.6-b) et de leur pseudo-rapidité (7.6-c).

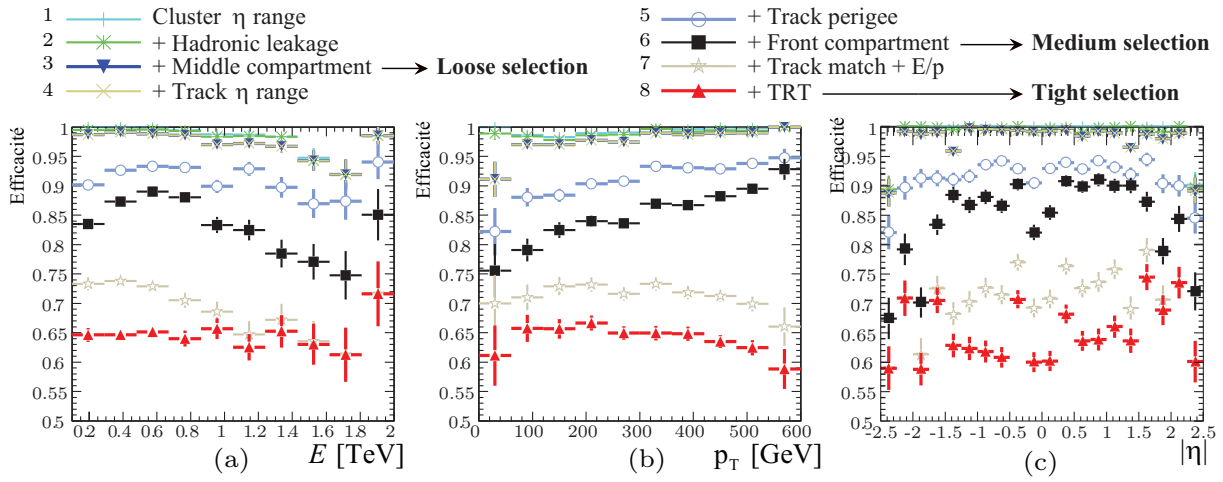


FIG. 7.6: Efficacité de sélection des électrons provenant de la désintégration du Z'_χ à 1 TeV en fonction de leur énergie E (a), de leur impulsion transverse p_T (b) et de leur pseudo-rapidité η (c). Ces efficacités sont normalisées aux candidats électrons et ne représentent donc pas l'efficacité de sélection des candidats électrons.

Comme on peut le voir sur la figure 7.6-b, plus l'impulsion transverse augmente plus les critères d'association de traces sont coûteux. Les efficacités moyennes des critères *Loose*, *Medium* et *Tight* sont respectivement $\sim 98\%$, $\sim 85\%$ et $\sim 65\%$.

Ces efficacités sont normalisées aux candidats électrons qui ont satisfait les premiers critères d'association et de E_T/p_T . Pour obtenir l'efficacité de sélection totale il est alors nécessaire de tenir compte de l'efficacité de ces premiers critères qui définissent les candidats électrons.

La figure 7.7 présente ces mêmes efficacités de reconstruction en fonction de l'énergie des électrons (7.7-a) et de leur pseudo-rapidité (7.7-b) normalisée aux électrons générés.

On peut alors constater que la sélection des candidats électrons présente une efficacité moyenne d'environ 80%. Ceci implique une efficacité "totale" de sélection des électrons de l'ordre de 78% pour la sélection *Loose* et d'environ 68% pour la sélection *Medium*. Notons cependant que lors de l'analyse, il faudra ajouter à cette efficacité "totale" celle du système de déclenchement qui est de l'ordre de 90% pour e55 (voir tableau 7.1).

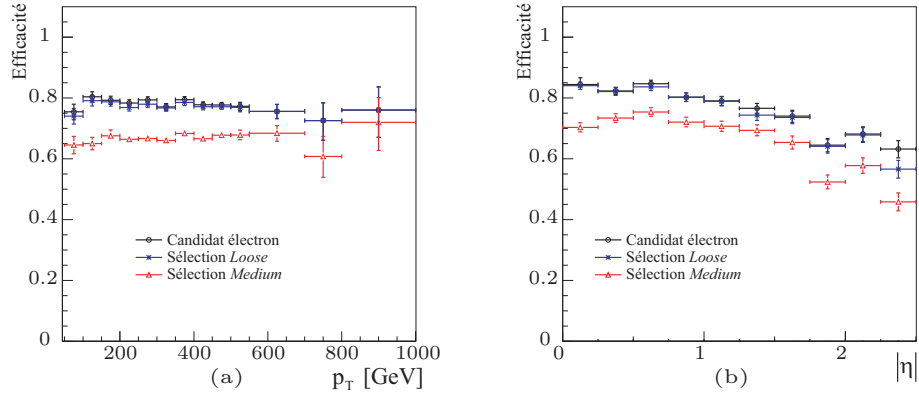


FIG. 7.7: Efficacité totale de reconstruction des électrons normalisée aux événements générés, (a) en fonction du p_T des électrons et (b) en fonction de leur pseudo-rapidité η . Ces efficacités sont normalisées aux électrons compris dans l'acceptance géométrique $|\eta| < 2.5$ avec $p_T > 50$ GeV.

7.3.2 Résolution en énergie

Après avoir sélectionné des électrons, il est important de quantifier la précision avec laquelle le détecteur mesure leurs différentes caractéristiques. Afin de déterminer la précision de la mesure de l'énergie et de l'impulsion, nous nous sommes appuyés sur la simulation complète du détecteur pour obtenir les distributions $\Delta E/E$ et $\Delta p_T/p_T$ en comparant les observables à la génération et après reconstruction.

La figure 7.8 présente la distribution $\frac{E_{Reco} - E_{Gene}}{E_{Gene}}$ pour les électrons *Loose* en fonction de leur position en $|\eta|$ dans le détecteur. Nous avons séparé le détecteur en trois parties : la partie centrale ($|\eta| < 1.4$), la partie avant ($1.5 < |\eta| < 2.5$) et la zone peu instrumentée entre les deux, appelée *crack* ($1.4 < |\eta| < 1.5$).

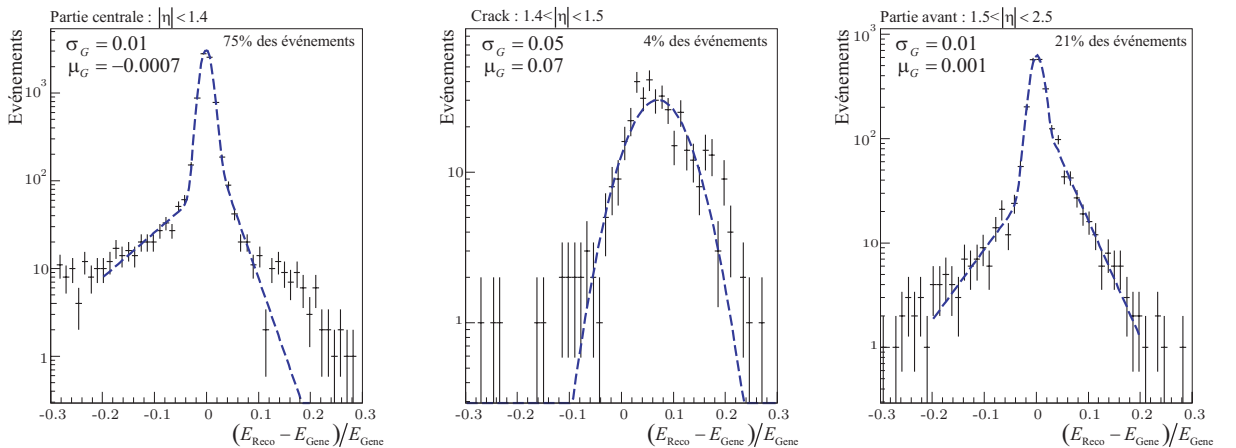


FIG. 7.8: Résolution obtenue pour l'énergie des électrons provenant de la désintégration d'un Z'_χ de 1 TeV dans les différentes parties du calorimètre.

Ces distributions possèdent une partie centrale que nous modélisons par une gaussienne ainsi que des queues modélisées par des exponentielles. Même si l'on néglige la zone de *crack*, on voit alors qu'il existe un nombre d'événements non-négligeable pour lequel l'énergie reconstruite est inférieure à l'énergie générée. Ceci est lié à la calibration du détecteur, utilisant le pré-échantillonneur, visant à estimer l'effet de la matière morte placée en avant du calorimètre. La valeur centrale de la partie gaussienne correspond au biais introduit lors de la reconstruction et est appelée non-linéarité, la largeur correspondant à la résolution du détecteur. Les valeurs obtenues pour la non-linéarité et la résolution sont résumées dans le tableau 7.4 pour les trois types de sélection *Loose*, *Medium* et *Tight*. Le tableau 7.4 présente également les performances obtenues sur l'impulsion transverse des électrons. La précision obtenue pour les grands p_T étant dominée par la mesure effectuée par le calorimètre électromagnétique, la distribution $\frac{p_T^{Reco} - p_T^{Gene}}{p_T^{Gene}}$ est similaire à celle de l'énergie.

On constate alors que les résolutions et non-linéarités obtenues avec les sélections *Loose*, *Medium* et *Tight* sont équivalentes et que la sélection *Loose* fournit la plus grande efficacité (voir figure 7.7).

Energie (E)		<i>Loose</i>	<i>Medium</i>	<i>Tight</i>
Partie centrale	Résolution (σ_G)	$(1.1 \pm 0.01)\%$	$(1.0 \pm 0.01)\%$	$(1.1 \pm 0.02)\%$
	Non-Linéarité (μ_G)	$(-0.07 \pm 0.01)\%$	$(-0.08 \pm 0.02)\%$	$(-0.08 \pm 0.02)\%$
Crack	Résolution (σ_G)	$(5.4 \pm 0.3)\%$	$(5.4 \pm 0.3)\%$	$(5.3 \pm 0.4)\%$
	Non-Linéarité (μ_G)	$(7.0 \pm 0.4)\%$	$(7.1 \pm 0.4)\%$	$(6.5 \pm 0.4)\%$
Partie avant	Résolution (σ_G)	$(1.3 \pm 0.05)\%$	$(1.3 \pm 0.04)\%$	$(1.3 \pm 0.04)\%$
	Non-Linéarité (μ_G)	$(0.14 \pm 0.05)\%$	$(0.12 \pm 0.04)\%$	$(0.14 \pm 0.04)\%$
Impulsion transverse (p_T)		<i>Loose</i>	<i>Medium</i>	<i>Tight</i>
Partie centrale	Résolution (σ_G)	$(1.1 \pm 0.01)\%$	$(1.1 \pm 0.01)\%$	$(1.1 \pm 0.02)\%$
	Non-Linéarité (μ_G)	$(-0.07 \pm 0.01)\%$	$(-0.08 \pm 0.02)\%$	$(-0.08 \pm 0.02)\%$
Crack	Résolution (σ_G)	$(5.5 \pm 0.3)\%$	$(7.1 \pm 0.4)\%$	$(6.4 \pm 0.4)\%$
	Non-Linéarité (μ_G)	$(7.1 \pm 0.4)\%$	$(5.5 \pm 0.3)\%$	$(5.4 \pm 0.5)\%$
Partie avant	Résolution (σ_G)	$(1.2 \pm 0.05)\%$	$(1.3 \pm 0.04)\%$	$(1.3 \pm 0.04)\%$
	Non-Linéarité (μ_G)	$(0.11 \pm 0.05)\%$	$(0.12 \pm 0.05)\%$	$(0.14 \pm 0.05)\%$

TAB. 7.3: Résolution (σ_G) et non-linéarité (μ_G) obtenues dans les différentes parties du détecteur pour des électrons d'environ 500 GeV, identifiés avec les critères *Loose*, *Medium* et *Tight*.

7.4 Les performances diélectrons

Nous avons estimé les performances de la reconstruction des événements $Z' \rightarrow e^+e^-$ à partir de la simulation officielle du Z'_χ à 1 TeV. Pour les besoins de l'analyse présentée

dans la quatrième partie, nous avons également simulé d'autres masses pour un Z'_χ . Nous nous contenterons de détailler les résultats obtenus avec les événements de la simulation officielle, les résultats correspondant aux besoins spécifiques de l'analyse seront présentés au chapitre 8.

7.4.1 Efficacité de sélection

Afin de reconstruire un événement Z' , nous appliquons les règles de sélection suivantes :

1. Les deux électrons générés doivent être dans l'acceptance géométrique du détecteur afin d'être reconstruits ($|\eta| < 2.5$).
2. Les deux électrons doivent être identifiés comme candidats électrons (association de trace et E_T/p_T).
3. Les deux électrons doivent avoir des charges opposées.
4. Les deux électrons satisfont les critères de sélection *Loose*, *Medium* ou *Tight*.

La figure 7.8 présente l'efficacité de ces différentes sélections en fonction de la masse invariante diélectrons pour les événements Z'_χ à 1 TeV de la simulation officielle.

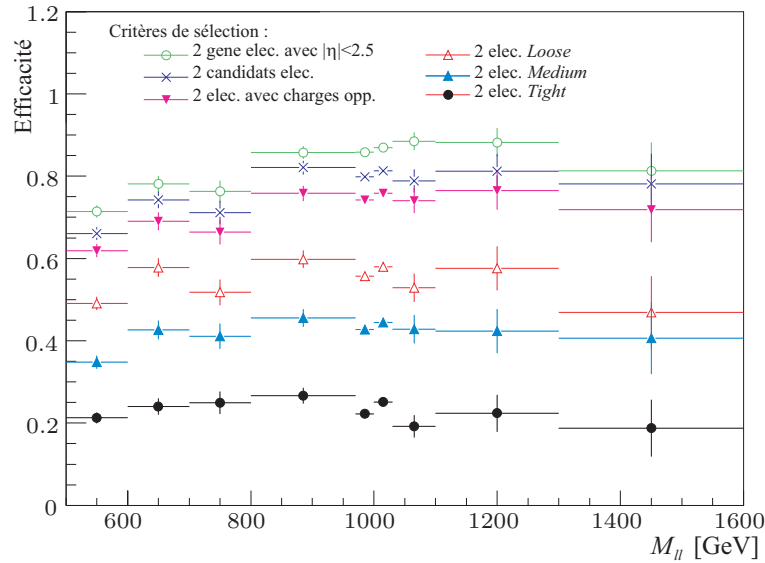


FIG. 7.9: Efficacité de sélection des événements $Z'_\chi \rightarrow e^+e^-$ en fonction de la masse invariante diélectrons M_{ll} pour les différentes étapes de la sélection.

Comme il a été montré dans [85], le premier critère correspondant à l'acceptance géométrique du détecteur est directement relié à la cinématique du Z' et par conséquent à ses différents couplages aux quarks u et d . En effet, les différentes PDF des quarks vont définir, à travers les différents couplages, la cinématique du Z' provenant d'une collision $q\bar{q}$. La cinématique des deux électrons va donc également dépendre des PDF

et des couplages. Ne nécessitant pas de simulation complète du détecteur, une analyse de cette acceptance géométrique a pu être menée et est présentée au paragraphe 8.1.2. Comme nous le verrons, cette acceptance dépend du modèle de Z' et est maximale pour les processus $d\bar{d} \rightarrow Z'$ et minimale pour $u\bar{u} \rightarrow Z'$.

Les autres critères de sélection mènent à une efficacité de reconstruction des événements Z' de 1 TeV de l'ordre de 55% dans le cas d'une identification *Loose*, 42% pour *Medium* et 23% pour *Tight*. Pour obtenir une efficacité totale de sélection des événements Z' lors de l'analyse, il sera nécessaire d'ajouter l'efficacité du système de déclenchement, qui n'est pas prise en compte ici.

7.4.2 Résolution sur la masse invariante diélectrons

Les performances obtenues sur la reconstruction des événements Z' dépendent de la position en η des deux électrons. Afin de quantifier la résolution et la non-linéarité obtenues sur la masse invariante diélectrons, nous avons étudié la distribution $(M_{ll}^{Gene} - M_{ll}^{Reco})/M_{ll}^{Gene}$ en fonction de la position des électrons. La figure 7.10 présente cette distribution pour les cas suivants :

- 7.10-a : 54% des événements possèdent deux électrons dans la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.4$).
- 7.10-b : 6% des événements possèdent un électron dans la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.4$) et le second dans le *crack* ($1.4 < |\eta| < 1.5$).
- 7.10-c : 35% des événements possèdent un électron dans la partie centrale du détecteur ($|\eta| < 1.4$) et le second dans la partie avant ($1.5 < |\eta| < 2.5$).

Les 5% restant correspondent majoritairement à des événements possédant au moins un électron dans le *crack*, ils sont de ce fait mal reconstruits et viennent peupler les queues de la distribution totale présentée sur la figure 7.11.

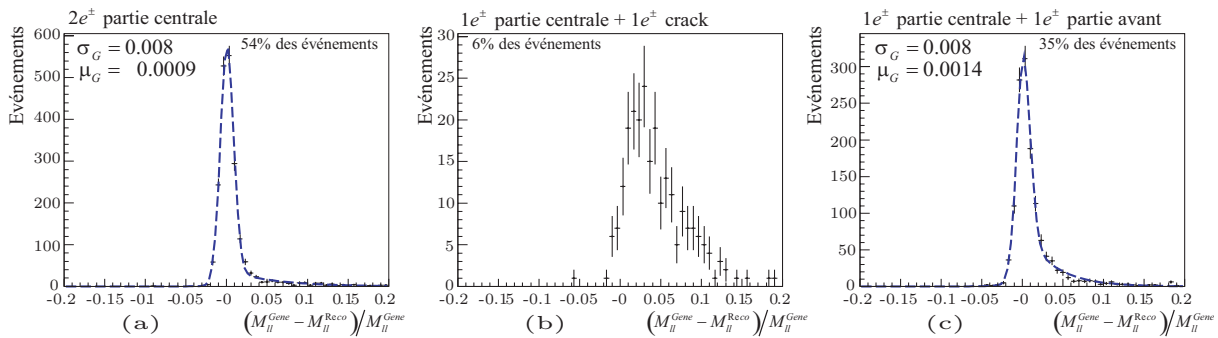


FIG. 7.10: Résolution en masse invariante obtenue pour des événements $Z'_\chi \rightarrow e^+e^-$ en fonction des différentes parties du calorimètre utilisées pour reconstruire les électrons avec la sélection *Loose*. Les ajustements effectués sur les figures (a) et (c) utilisent une fonction gaussienne pour modéliser la partie centrale et des exponentielles pour modéliser les queues.

De la même manière et pour les mêmes raisons que pour la résolution en énergie des électrons, on observe des queues non gaussiennes que nous modélisons par des exponentielles. Ces queues correspondent à la matière devant le détecteur. On remarque également que les événements pour lesquels un électron se trouve dans la région du *crack* sont mal reconstruits et ces événements vont venir s'ajouter aux queues positives des parties bien instrumentées du détecteur.

Ainsi comme on peut le voir sur la figure 7.11, la distribution $(M_{ll}^{Gene} - M_{ll}^{Reco})/M_{ll}^{Gene}$ contenant l'ensemble des événements reconstruits présente une queue positive qui contient environ 17% des événements pour lesquels la masse invariante est sous-estimée.

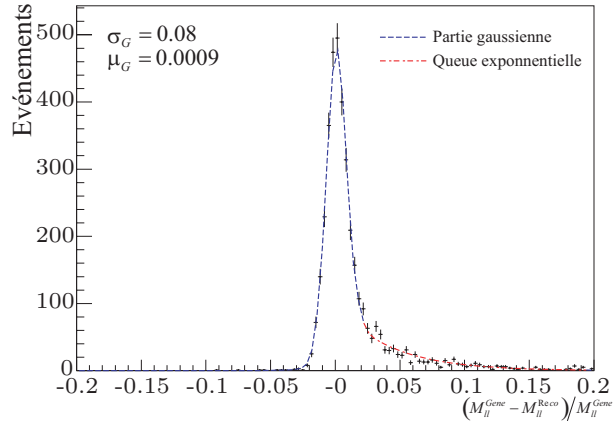


FIG. 7.11: Résolution obtenue sur la masse invariante diélectrons M_{ll} pour l'ensemble des événements $Z'_\chi \rightarrow e^+e^-$ reconstruits avec la sélection *Loose*. L'ajustement correspond à une fonction gaussienne pour modéliser la partie centrale et des exponentielles pour modéliser les queues.

Cette partie non gaussienne est responsable de la déformation non symétrique du pic de masse invariante (voir § 8.1.2).

L'ensemble des performances obtenues avec les différents types de sélection (*Loose*, *Medium* et *Tight*) est résumé dans le tableau 7.4.

Masse invariante (M_{ll})		<i>Loose</i>	<i>Medium</i>	<i>Tight</i>
$2e^\pm$ centraux	Résolution (σ_G)	$(0.8 \pm 0.03)\%$	$(0.8 \pm 0.02)\%$	$(0.8 \pm 0.02)\%$
	Non-Linéarité (μ_G)	$(0.09 \pm 0.04)\%$	$(0.05 \pm 0.02)\%$	$(0.05 \pm 0.03)\%$
$1e^\pm$ central + $1e^\pm$ avant	Résolution (σ_G)	$(0.8 \pm 0.04)\%$	$(0.9 \pm 0.04)\%$	$(0.9 \pm 0.06)\%$
	Non-Linéarité (μ_G)	$(0.14 \pm 0.04)\%$	$(0.13 \pm 0.04)\%$	$(0.19 \pm 0.07)\%$
Tous les événements	Résolution (σ_G)	$(0.8 \pm 0.02)\%$	$(0.8 \pm 0.02)\%$	$(0.8 \pm 0.03)\%$
	Non-Linéarité (μ_G)	$(0.09 \pm 0.02)\%$	$(0.06 \pm 0.03)\%$	$(0.05 \pm 0.04)\%$

TAB. 7.4: Résolution et non-linéarité obtenues sur la masse invariante diélectrons pour des événements $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ dans les différentes parties du calorimètre.

Ces différentes performances étant similaires, pour l'analyse présentée dans la quatrième partie nous considérerons une non-linéarité $\mu_G = 0$ et une résolution $\sigma_G = 0.9\%$.

7.5 Rejet des bruits de fond

Nous venons de voir que le détecteur ATLAS permettait une bonne reconstruction des événements $pp \rightarrow Z' \rightarrow e^+e^-$, mais il est également important de vérifier que les différents bruits de fond sont suffisamment bien maîtrisés pour ne pas polluer le signal.

Les principales sources de bruit de fond proviennent du processus d'identification des électrons qui peut, dans certains cas, identifier un jet ou un photon comme un électron. Ces cas sont relativement rares et les facteurs de rejet sont supposés de l'ordre de $R_{e^\pm\text{-jet}} \sim 4 \times 10^4$ pour les jets et d'environ $R_{e^\pm\text{-}\gamma} \sim 10$ pour les photons. Cependant, la section efficace de certains processus faisant intervenir des jets ou des photons est plusieurs ordres de grandeur au-delà de celle du DY. Il est alors nécessaire d'estimer si ces facteurs $R_{e^\pm\text{-jet}}$ et $R_{e^\pm\text{-}\gamma}$ permettent un rejet suffisamment efficace du bruit de fond associé au processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow e^+e^-$.

Les principaux bruits de fond que nous devons considérer sont les états finaux :

- jet+jet
- $\gamma + \gamma$
- $Z + \gamma$ avec $Z \rightarrow e^+e^-$
- $W + \gamma$ avec $W \rightarrow e^\pm\nu$
- W +jets avec $W \rightarrow e^\pm\nu$
- Z +jets avec $Z \rightarrow e^+e^-$
- γ +jets
- $t\bar{t}$

Leur section efficace de production ainsi que celle du processus DY sont présentées sur la figure 7.12-a. On peut constater que hormis les états finaux $Z + \gamma$ et $t\bar{t}$, toutes les sections efficaces correspondant aux bruits de fond sont supérieures (éventuellement de plusieurs ordres de grandeur) à celle du processus DY.

En plus des facteurs de rejet $R_{e^\pm\text{-jet}}$ et $R_{e^\pm\text{-}\gamma}$, les autres critères de sélection présentés au paragraphe 7.4.1 vont permettre de limiter la sélection de bruits de fond. Notons toutefois que le critère sur la charge opposée des deux particules de l'état final n'a pas été utilisé dans cette estimation. Après avoir satisfait les critères :

- d'acceptance géométrique du détecteur ($|\eta| < 2.5$),
- de déclenchement ($|p_T| > 65$ GeV afin de se placer sur le plateau d'efficacité du déclenchement e55),

les sections efficaces correspondant aux différents bruits de fond sont considérablement réduites. Elles sont présentées sur la figure 7.12-b où l'on voit que les deux bruits de fond principaux sont jet+jet et $t\bar{t}$, l'un à cause de son énorme section efficace, l'autre pour son faible facteur de rejet.

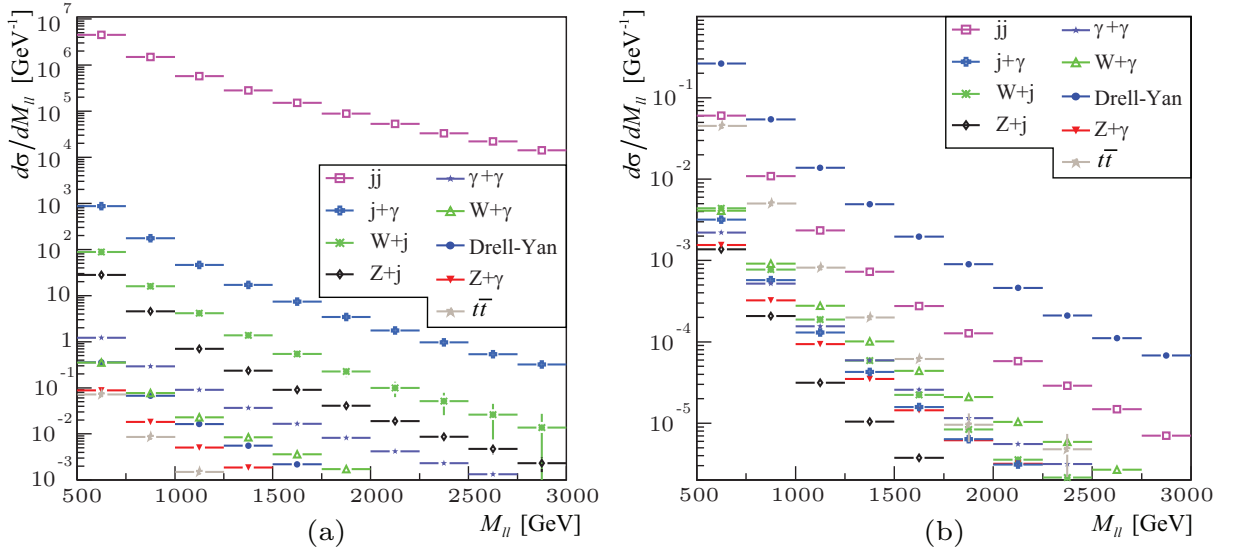


FIG. 7.12: Sections efficaces des différents bruit de fond avant (a) et après (b) sélection.

Cependant, ces contributions restent environ un ordre de grandeur en dessous du processus DY et seront par la suite considérées comme négligeables.

Les sources de bruit de fond irréductibles que constituent les processus WW , WZ et ZZ sont également négligeables, en particulier si l'on applique un critère sur la charge des électrons de l'état final.

La méconnaissance actuelle des facteurs de rejets semble toutefois qu'une attention particulière devra être portée aux études du bruit de fond lors des analyses de découverte de Z' menée sur les données expérimentales en vue d'obtenir une estimation de ces facteurs à partir des données. Cependant, lors de l'analyse présenté dans la quatrième partie, nous n'avons considéré comme bruit de fond que le processus DY du MS.

Quatrième partie

Découverte et analyse d'une nouvelle résonance auprès du détecteur ATLAS

Vous allez voir ce que vous allez voir

*Une fille nue nage dans la mer
Un homme barbu marche sur l'eau
Où est la merveille des merveilles
Le miracle annoncé plus haut ?*

Jacques Prévert, “*Vous allez voir ce que vous allez voir*”.

8

Estimation du potentiel de découverte

8.1 Les modèles de dimensions supplémentaires

Comme nous l’avons déjà mentionné au paragraphe 5.4.1, les modèles possédant des dimensions supplémentaires introduisent généralement des nouvelles résonances composées de plusieurs bosons. Nous ne considérons que le cas où les champs de jauge sont libres de se propager dans le *bulk*. Il apparaît ainsi une infinité d’excitations du photon et du Z , notées $\gamma^{(n)}$ et $Z^{(n)}$ (voir § 2.2.1). Habituellement, pour pouvoir répondre correctement aux différents problèmes du MS, ces théories suggèrent une masse des premiers états excités autour de quelques TeV. Ces excitations ($n = 1$) étant généralement dégénérées en masse, il apparaîtrait une nouvelle résonance à l’échelle d’énergie du LHC. Cette résonance serait toutefois formée de deux bosons, le $\gamma^{(1)}$ et le $Z^{(1)}$.

La phénoménologie de ces modèles est alors plus complexe que le cas des modèles de GUT où les masses des bosons supplémentaires sont généralement très différentes. La paramétrisation présentée au paragraphe 5.3 n’est alors pas suffisante en l’état pour modéliser ce type de spectre de masse invariante. Afin d’estimer le potentiel de découverte de ce type de résonance auprès du détecteur ATLAS, nous avons orienté notre étude sur un modèle particulier de type RS avec matière dans le *bulk* (RSBM voir § 2.2.4), pour lequel nous avons considéré trois points réalistes de l’espace des paramètres correspondant à des $\gamma^{(1)}$ et $Z^{(1)}$ plus ou moins couplés (voir § 4.1.2).

8.1.1 Le modèle RSBM au LHC

Afin de réaliser cette étude, nous avons implémenté le calcul de la section efficace du modèle de RSBM dans Pythia 6.205 [51] en tenant compte des deux premiers états de KK

pour le photon et pour le Z . Pour cela, nous nous sommes inspirés de l'implémentation d'un modèle de ADD utilisé pour l'analyse [86]. La PDF utilisée est CTEQ5L. Afin d'apporter une réponse au problème de la hiérarchie tout en respectant les contraintes imposées par les mesures de précision électrofaibles, nous avons considéré des masses M_{KK} pour les premières excitations du γ et du Z comprises entre $3 \text{ TeV} < M_{KK} < 10 \text{ TeV}$.

La figure 8.1-a présente les spectres de masse invariante obtenus avec Pythia pour les différents points considérés en fixant la masse de la première résonance est fixée à $M_{KK} = 3 \text{ TeV}$.

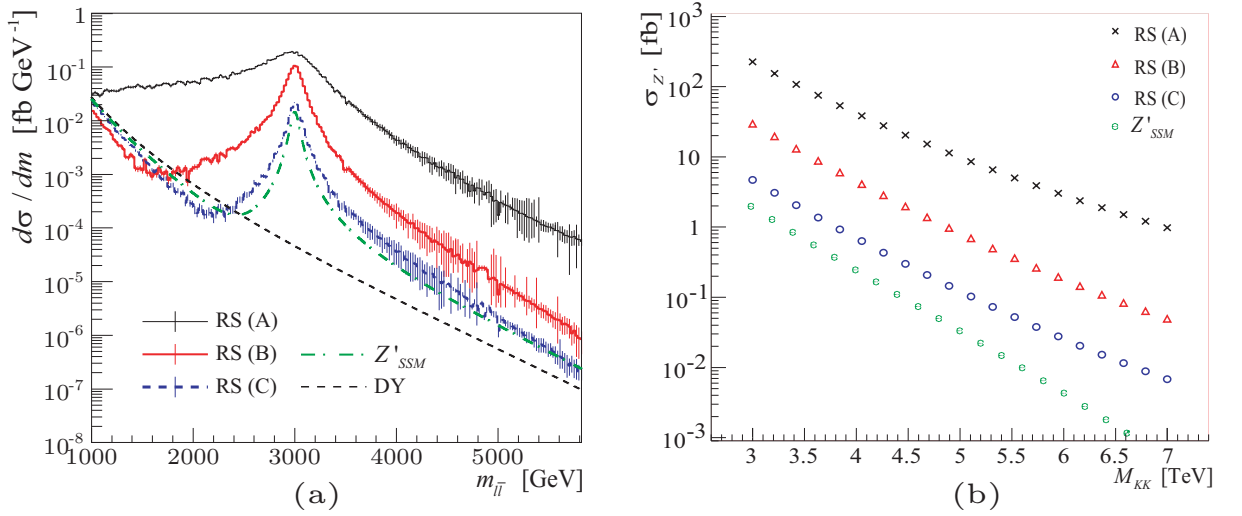


FIG. 8.1: (a) Spectres de masse invariante dilepton obtenus avec Pythia pour les trois points du modèle RSBM considérés. Les distributions correspondant au processus DY ainsi qu'au Z'_{SSM} sont également présentées. (b) Sections efficaces totales du processus $pp \rightarrow \gamma^{(1,2)}/Z^{(1,2)} \rightarrow e^+e^-$ seul (sans la contribution du DY) pour les différents Z' correspondant aux trois points. A titre de comparaison, la section efficace du Z'_{SSM} seul est également présentée. La masse de la première résonance est fixée à $M_{KK} = 3 \text{ TeV}$.

À titre de comparaison, cette figure présente également le spectre obtenu pour le Z'_{SSM} non physique qui possède les mêmes couplages que le Z du modèle standard. On peut alors constater que les résonances résultant du modèle RSBM sont larges et possèdent une grande section efficace. On peut également voir que l'interférence entre les différents bosons ($\gamma/\gamma^{(1)}/Z/Z^{(1)}$) induit une forte déformation du DY avant et après la résonance. Cette forte déformation est à comparer avec le cas du Z'_{SSM} qui est pourtant plus interférant que les autres modèles GUT présentés au paragraphe 2.3.

La figure 8.1-b présente les sections efficaces totales du processus $pp \rightarrow \gamma^{(1,2)}/Z^{(1,2)} \rightarrow e^+e^-$ sans la contribution du DY, à titre de comparaison, la section efficace du Z'_{SSM} seul est également présentée. On peut alors confirmer que les résonances prédites par le modèle RSBM possèdent des sections efficaces qui peuvent être plusieurs ordres de

grandeur au-dessus de celle du Z'_{SSM} .

Les nouvelles résonances prédites par des modèles de dimensions supplémentaires sont généralement comparables à celles du modèle RSBM. De par leur grande section efficace, si de telles résonances existent, elles devraient être visibles au LHC. Il est alors intéressant de quantifier la luminosité intégrée nécessaire pour leur découverte. Pour cela, il est nécessaire de prendre en considération l'impact du détecteur sur la distribution en masse invariante.

8.1.2 Prise en compte des effets du détecteur

Les performances du détecteur ont été estimées à partir d'une simulation complète du détecteur ATLAS dans le cadre d'ATHENA 7.0.0 *via* GEANT 3 [87]. Nous avons utilisé 165 000 événements $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ correspondant à différents Z' qui ont été reconstruits dans le cadre officiel ATHENA 7.0.2 [78].

L'acceptance géométrique

Comme nous l'avons mentionné au paragraphe 7.4, seule l'acceptance géométrique dépend du modèle de Z' considéré et il est alors possible, en séparant les événements provenant des collisions $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$, de définir une acceptation indépendante du modèle. Les parties très à l'avant du calorimètre électromagnétique n'ont pas été simulées. Ainsi, seuls les événements dont les électrons possèdent une pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$ ont été pris en considération dans la reconstruction.

La figure 8.2 présente les acceptances géométriques correspondant aux événements $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ utilisés dans l'analyse du modèle RSBM.

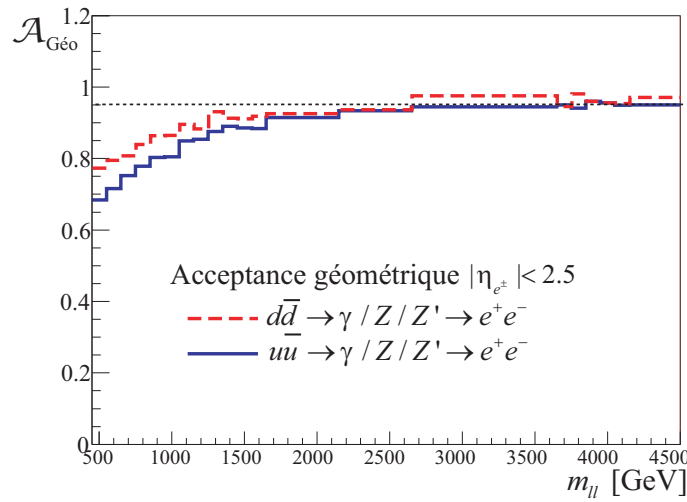


FIG. 8.2: Acceptance géométrique pour les événements $d\bar{d} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ en pointillés rouges et $u\bar{u} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ en trait plein bleu.

Comme nous l'indiquent les PDF présentées sur la figure 4.5 du paragraphe 4.3.1, les Z' provenant d'une collision $u\bar{u}$ possèdent en moyenne une rapidité supérieure à celle des Z' provenant d'une collision $d\bar{d}$. Ainsi, les électrons issus d'une réaction $u\bar{u} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ seront davantage émis vers l'avant que ceux provenant de la réaction $d\bar{d} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$. Ceci explique la différence observée entre les deux courbes présentées sur la figure 8.2 où l'on voit clairement que l'acceptance correspondant aux collisions $u\bar{u}$ est inférieure à celle de $d\bar{d}$, jusqu'à atteindre un plateau de 95% pour $M_{ll} \sim 3.5$ TeV. Ce plateau s'explique par le fait que, passé une certaine masse invariante, le boson est produit au repos et les électrons dos-à-dos de manière isotrope en ϕ dans le détecteur.

L'efficacité de reconstruction

L'efficacité de reconstruction dépend des critères de sélection utilisés pour reconstruire un événement $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$. Ces sélections portent sur les deux électrons de l'état final et sont les suivantes :

1. On demande qu'au moins deux candidats électrons soient détectés dans l'acceptance géométrique du calorimètre ($|\eta| < 2.5$).
2. Ces deux candidats électrons doivent être identifiés comme électrons. Ceci comporte différents critères similaires à ceux présentés au paragraphe 7.2 bien qu'un peu différents car relatifs à une version antérieure de la simulation ATHENA :
 - la forme de la gerbe électromagnétique ;
 - le dépôt d'énergie dans le calorimètre hadronique ;
 - il doit exister dans le trajectographe, une trace associée à l'électron. Cette trace doit posséder au moins 6 points de mesure ;
 - la trace associée doit être isolée dans le trajectographe afin de limiter le bruit de fond QCD et τ (dans un cône de 0.05 en η et 0.1 en ϕ) ;
 - les électrons doivent être isolés dans le calorimètre électromagnétique : on ne doit trouver aucun autre dépôt d'énergie supérieur à 40 GeV dans un cône de rayon $\sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.5$ autour de l'électron.
3. Les deux électrons identifiés doivent être mesurés avec une charge opposée.
4. Enfin, les deux électrons doivent être émis dos-à-dos : l'angle azimutal entre les deux électrons est supérieur à 2.9 rad.

La figure 8.3 présente les différentes efficacités de sélection après simulation du détecteur et reconstruction des 165 000 événements disponibles. La première courbe correspond à l'acceptance géométrique présentée au paragraphe précédent. Bien que l'efficacité de sélection soit présentée séparément pour les événements $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$, en fait seule l'acceptance géométrique va dépendre du modèle théorique et nécessite cette séparation. On peut constater que lorsque l'impulsion transverse p_T des électrons augmente (pour M_{ll} grand), l'efficacité de sélection décroît. Ceci s'explique par le fait que les algorithmes de reconstruction sont optimisés pour des électrons de faible p_T et de plus, lorsque le p_T de l'électron augmente, l'identification de son signe devient de moins en moins efficace.

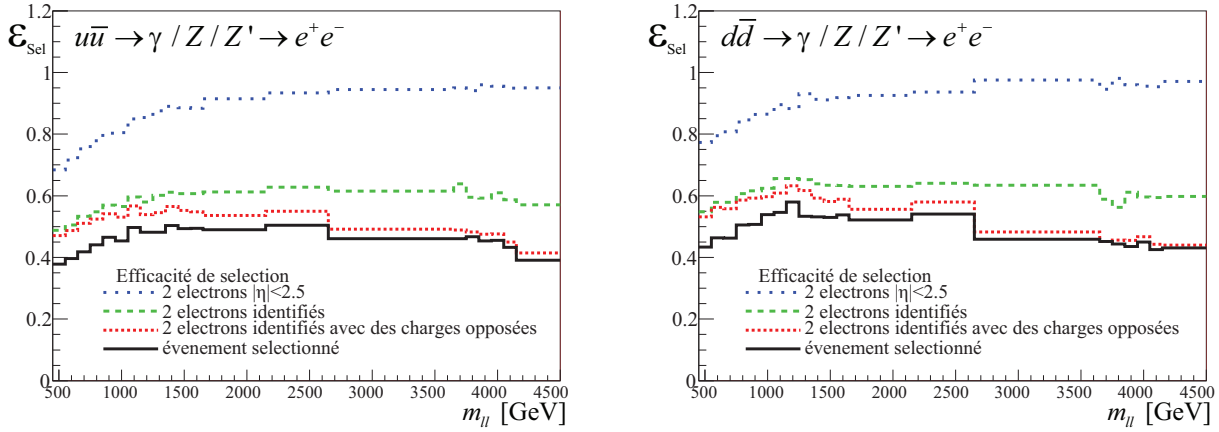


FIG. 8.3: Efficacité de sélection des événements $Z' \rightarrow e^+e^-$ en fonction de la saveur du quark initial. Ces efficacités ont été obtenues avec une ancienne version de la simulation ATHENA (11.0.41) : les critères de sélection et les performances sont alors un peu différentes de ceux présentés au chapitre 7.

Aucun électron n'a été simulé pour $m_{ll} > 4.5$ TeV : dans la suite de cette analyse, nous avons supposé que les performances du détecteur restent similaires à celles obtenues pour $M_{ll} = 4.5$ TeV. D'un point de vue expérimental, la réponse du détecteur à des électrons de plusieurs TeV est inconnue et les prédictions obtenues grâce à des simulations n'ont pas encore été vérifiées expérimentalement à ce jour. La calibration du détecteur à ces énergies sera une tâche importante.

La résolution du détecteur

Comme le montre la figure 8.4-a, les critères de sélection que nous venons de présenter conduisent à une résolution en énergie des électrons inférieure au pourcent. Il s'en suit une bonne résolution sur la masse invariante diélectronique de l'ordre de 0.6%, comme on peut le voir sur la figure 8.4-b.

La méthode statistique choisie pour estimer le potentiel de découverte est un comptage d'événements et ne prend pas en considération la forme de la distribution. De plus, la résolution du détecteur est négligeable devant les largeurs des résonances. Nous avons alors considéré que l'impact de la résolution en masse invariante M_{ll} sur le potentiel de découverte est négligeable.

8.1.3 Potentiel de découverte

Comme nous l'avons discuté au paragraphe 7.5, à l'issue des différents critères de sélection, le seul bruit de fond non négligeable que nous avons considéré dans l'analyse est le processus DY du MS ($pp \rightarrow \gamma/Z \rightarrow e^+e^-$). Ainsi, l'analyse consiste à rechercher un excès d'événements dû à une nouvelle résonance dans le spectre de masse invariante.

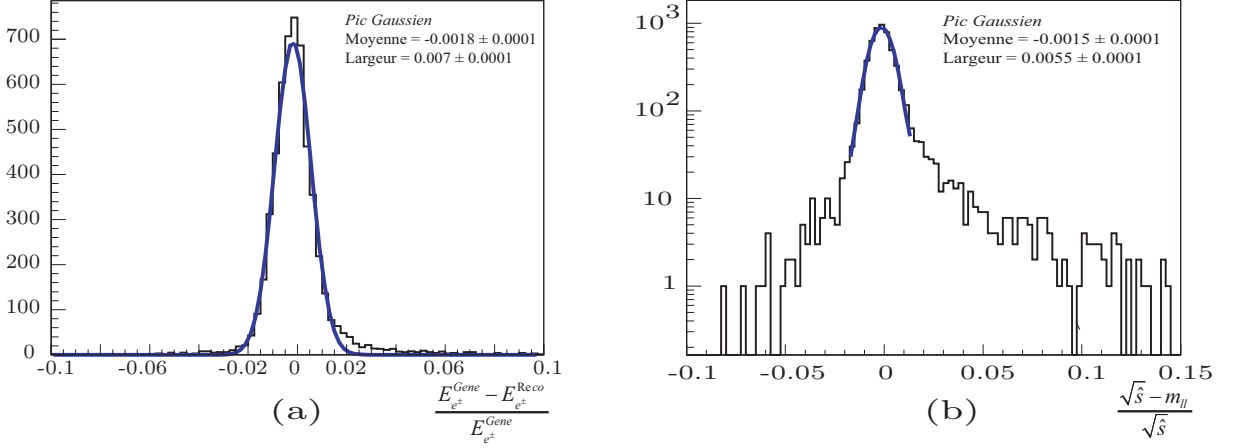


FIG. 8.4: (a) - Résolution sur l'énergie des électrons provenant d'un Z' de 1.5 TeV. L'ajustement utilise une fonction gaussienne. (b) - Résolution sur la masse invariante diélectron d'un Z' de 1.5 TeV. L'ajustement utilise une fonction gaussienne pour modéliser la partie centrale de la distribution.

Cependant, comme le montre la figure 8.1-a, ces résonances présentent une forte interférence qui supprime une partie de la section efficace jusqu'à plusieurs centaines de GeV en deçà de la résonance. Considérer la section efficace intégrée sur toute la distribution en masse invariante conduit alors à un résultat pessimiste du fait que l'excès d'évènements dû à la résonance peut être atténué par l'effet de l'interférence. Nous avons donc utilisé des sections efficaces intégrées au-delà d'une masse $M_{\text{Seuil}} = 0.6 \times M_{KK}$ optimisée à partir des largeurs des trois résonances (A, B et C), afin de limiter l'intégration de l'interférence. On peut alors définir les nombres d'évènements de bruit de fond (B) et de signal (S) comme :

$$\begin{aligned} B &= \int_{M_{\text{Seuil}}}^{\infty} \frac{d\sigma_{\gamma/Z}}{dM_{ll}} dM_{ll} \times \mathcal{L} \times \varepsilon_{\text{Sel}} \\ S + B &= \int_{M_{\text{Seuil}}}^{\infty} \frac{d\sigma_{\gamma/Z/Z'}}{dM_{ll}} dM_{ll} \times \mathcal{L} \times \varepsilon_{\text{Sel}} \end{aligned} \quad (8.1)$$

où ε_{Sel} représente l'efficacité totale de sélection (présentée sur la figure 8.3 séparément pour les quarks u et d) et \mathcal{L} la luminosité intégrée utilisée.

Ces nombres d'évènements vont permettre le calcul, en fonction de la luminosité intégrée \mathcal{L} , d'une signification statistique σ de laquelle nous pourrions déduire le potentiel de découverte. Nous avons utilisé la signification

$$S_{12} = 2(\sqrt{S+B} - \sqrt{B}) \quad (8.2)$$

prescrite dans [88]. Cette définition est connue pour être moins optimiste que S/\sqrt{B} en particulier lors que B devient petit. Une découverte correspond alors à $S_{12} > 5$ et nous

avons ajouté un critère $S + B > 10$ afin d'éviter le domaine de très petite statistique pour lequel la convention S_{12} n'est plus réaliste.

Les potentiels de découverte à 5σ obtenus pour les trois points A , B et C de l'espace des paramètres sont présentés sur la figure 8.5 et ont été publiés dans [75].

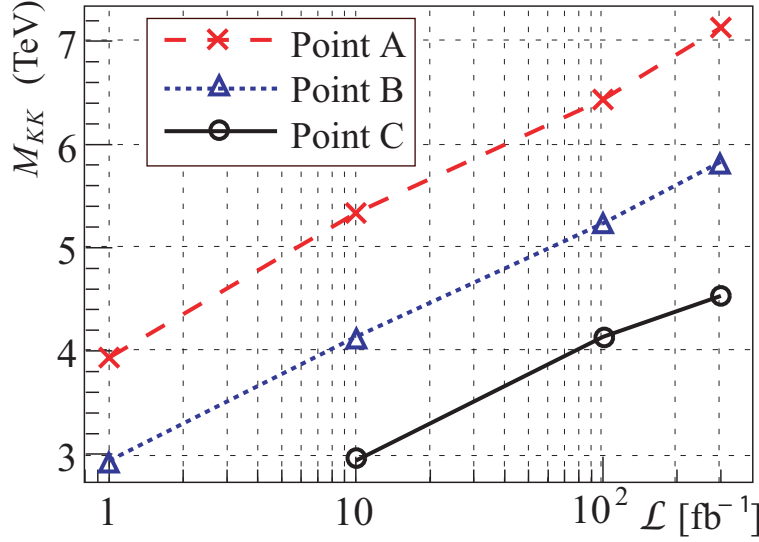


FIG. 8.5: *Luminosité intégrée nécessaire pour découvrir une résonance provenant du modèle RSBM en fonction de sa masse.*

Cette procédure n'est toutefois pas très optimisée car elle dépend de la masse de la résonance recherchée (domaine d'intégration) et ne tient pas compte de l'information que pourrait apporter l'interférence. Une approche plus intéressante serait donc de considérer le spectre de masse invariante sur un intervalle fixe (par exemple $500 \text{ GeV} < M_{KK} < 6 \text{ TeV}$) qui contiendrait à la fois la résonance et l'interférence quelle que soit la valeur de M_{KK} . À titre d'illustration, la figure 8.6 montre la section efficace intégrée sur l'intervalle fixe $1 \text{ TeV} < M_{ll} < 7 \text{ TeV}$ pour les point A et B en fonction de la masse de la résonance M_{KK} .

Si l'on s'intéresse au point B, on constate que pour des masses $M_{KK} > 4 \text{ TeV}$, la résonance n'est plus visible mais l'effet de l'interférence se fait encore sentir. Ceci indique que l'information apportée par l'interférence peut être intéressante pour augmenter le potentiel de découverte. Cependant, du fait de l'interférence "destructive", le comptage d'événements n'est pas approprié pour ce genre d'analyse. Il est alors nécessaire d'employer des méthodes statistiques plus élaborées qui n'exploitent pas seulement l'intégrale mais la forme des spectres de masse invariante. Ce type d'analyse a été mené pour le cas plus simple des résonances composées d'un seul Z' provenant de modèles de GUT.

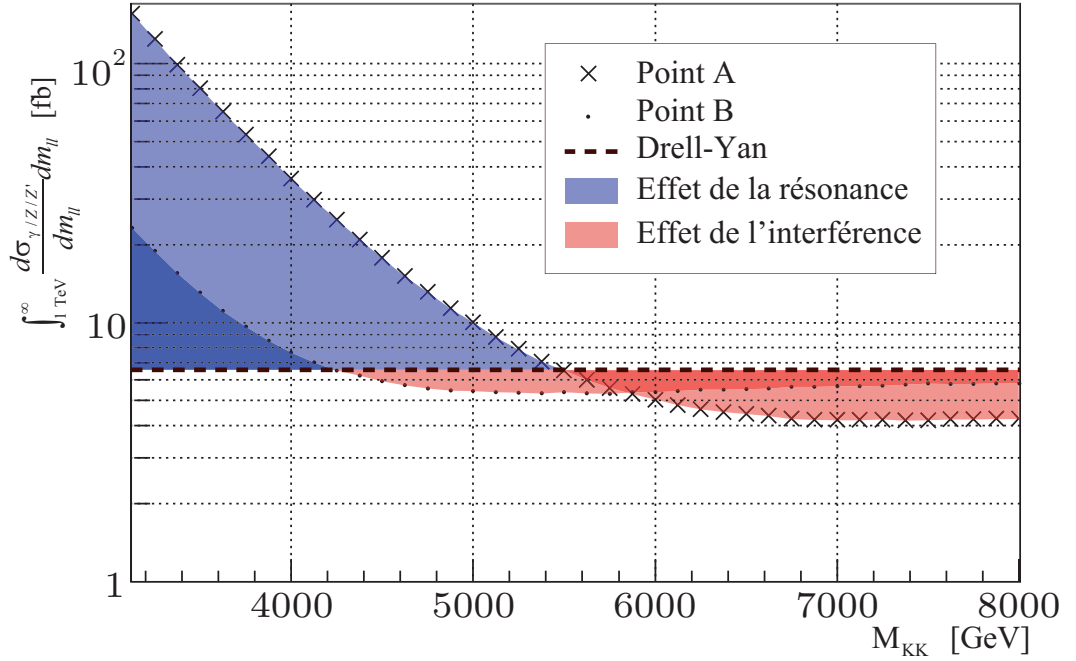


FIG. 8.6: Section efficace intégrée entre $1 \text{ TeV} < m_{ll} < 7 \text{ TeV}$ pour les point A et B en fonction de la masse de la résonance M_{KK} . Le trait en pointillé correspond à la section efficace du DY MS d'environ 6.6 fb .

8.2 Les modèles de GUT

Les nouvelles résonances prédites par les modèles de grande unification font généralement intervenir un seul boson supplémentaire. Dans ce cas, nous avons vu au paragraphe 5.3 qu'il était possible d'utiliser une paramétrisation rapide pour prédire le spectre de masse invariante en accord avec les calculs théoriques NLO+NLL à mieux que 5%. Afin d'estimer le potentiel de découverte des différents Z' présentés en introduction (voir § 2.3), nous avons donc utilisé cette paramétrisation dans laquelle nous avons implémenté les différents effets du détecteur. Pour cela, nous avons utilisé les prédictions obtenues à partir d'une simulation complète du détecteur ATLAS avec ATHENA 12.0.31.

8.2.1 Les modèles de GUT au LHC

La paramétrisation présentée au paragraphe 5.3 est basée sur des calculs théoriques LO utilisant la PDF CTEQ6L. Afin de tenir compte des corrections d'ordres supérieurs présentées au paragraphe 5.1, nous avons utilisé les facteurs-K de la figure 5.4. Les prédictions du spectre de masse invariante obtenues pour les différents Z' étudiés avec une masse de $M_{Z'} = 1 \text{ TeV}$ sont présentées sur la figure 8.7-a.

L'encadré montre la contribution de la résonance en échelle linéaire. Les largeurs et

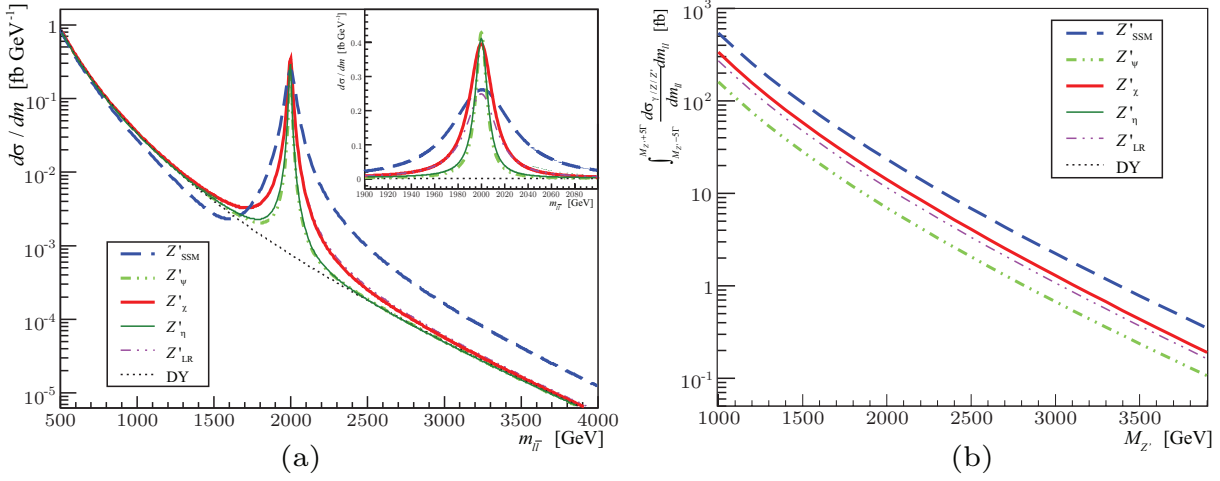


FIG. 8.7: (a) Spectres de masse invariante dileptons obtenus avec la paramétrisation pour les différents Z' provenant de GUT avec une masse de 2 TeV ainsi que pour le DY MS. L'insert montre un agrandissement de la résonance en échelle linéaire. (b) Sections efficaces du processus $pp \rightarrow Z' \rightarrow e^+e^-$ seul (sans la contribution du DY) intégrées entre $M_{Z'} \pm 5\Gamma_{Z'}$ pour les différents Z' GUT en fonction de la masse $M_{Z'}$.

les sections efficaces intégrées entre $M_{ll} = 500$ GeV et $M_{ll} = 4$ TeV sont notées dans le tableau 8.1.

	$\Gamma_{Z'}$ [GeV]	σ_{Tot} [fb]
Z'_{SSM}	62.6	139.4
Z'_{ψ}	11.1	134.4
Z'_{χ}	24.4	142.6
Z'_{η}	13.3	137.2
Z'_{LR}	31.7	139.1

TAB. 8.1: Largeurs et sections efficaces intégrées entre $m_{ll} = 500$ GeV et $m_{ll} = 4$ TeV pour les différents modèles de GUT étudiés avec $M_{Z'} = 2$ TeV.

La figure 8.7-b présente la section efficace correspondant à la contribution de la résonance ($\frac{d\sigma_{Z'}}{dm}$ intégrée entre $M_{Z'} \pm 5\Gamma_{Z'}$ sans la contribution du DY MS) pour différentes valeurs de $M_{Z'}$ comprises entre 1 TeV et 4 TeV. En supposant que sur la résonance du Z' la contribution de l'interférence est négligeable, on peut alors directement comparer ces courbes avec celles présentées sur la figure 8.1-b pour les modèles RSBM. On remarque alors que tous ces Z' possèdent une section efficace légèrement inférieure à celle du Z'_{SSM} et peuvent avoir des différences de plusieurs ordres de grandeur par rapport aux résonances du modèles RSBM.

De ce fait, la plupart des Z' de GUT ne sont exclus que jusqu'à $M_{Z'} \sim 1$ TeV. Nous avons alors orienté notre analyse vers des Z' relativement légers pouvant être découverts

avec une faible luminosité intégrée, correspondant à la première année de prise de données du LHC ($\mathcal{L} \sim 10 \text{ fb}^{-1}$).

L'analyse statistique que nous avons effectuée sur ces résonances est basée sur une technique de maximum de vraisemblance qui permet non plus une simple comparaison des sections efficaces intégrées (comme dans le cas d'un comptage d'événements), mais une comparaison de la forme des spectres de masse invariante. Il est donc indispensable de prendre en compte les différents effets du détecteur qui viennent déformer la forme du spectre.

8.2.2 Prise en compte des effets du détecteur

Les performances du détecteur ont été estimées à partir de la simulation complète du détecteur avec ATHENA 12.0.31. Nous avons utilisé différents lots d'événements Z'_χ à différentes masses : $M_{Z'} = 1 \text{ TeV}$, 2 TeV , 3 TeV et 4 TeV . Le lot $M_{Z'} = 1 \text{ TeV}$ correspond à une simulation officielle de la collaboration ATLAS, les autres ont été simulés par nos soins en utilisant les mêmes codes officiels.

Le tableau 8.2 résume les caractéristiques de ces lots d'événements.

Z'_χ	$M_{ll} \in [\text{min}, \text{max}] \text{ [GeV]}$	nombre d'événements	$\sigma \text{ [fb]}$
$M_{Z'} = 1 \text{ TeV}$	[500 ; 1500]	7250	490.81
$M_{Z'} = 2 \text{ TeV}$	[1500 ; 2500]	3000	16.25
$M_{Z'} = 3 \text{ TeV}$	[2500 ; 3500]	2870	1.43
$M_{Z'} = 4 \text{ TeV}$	[3500 ; 4500]	3000	0.17

TAB. 8.2: *Domaine en masse invariante (m_{ll}), nombre d'événements et section efficace correspondant aux lots d'événements Z'_χ de masse $M_{Z'}$ simulés avec ATHENA 12.0.31.*

L'acceptance géométrique

L'acceptance géométrique du détecteur ne dépend du modèle de Z' qu'au travers du rapport des couplages aux quarks u et d . La figure 8.8 présente les acceptances obtenues pour les différents Z' étudiés ainsi que celle obtenue pour des événements $u\bar{u} \rightarrow e^+e^-$ (rouge) et $d\bar{d} \rightarrow e^+e^-$ (bleu).

Comme attendu, les acceptances des différents modèles sont bordées par celle des événements $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$. Il est alors possible d'utiliser l'acceptance correspondant aux événements $u\bar{u}$ de manière conservative dans les différentes analyses. Toutefois, pour estimer le potentiel de découverte, nous avons utilisé une acceptance géométrique moyenne correspondant à celle du Z'_{SM} . Cependant, nous verrons que l'effet de cette acceptance sur le potentiel de découverte reste modeste compte tenu du fait qu'elle affecte de la même façon le signal et le bruit de fond.

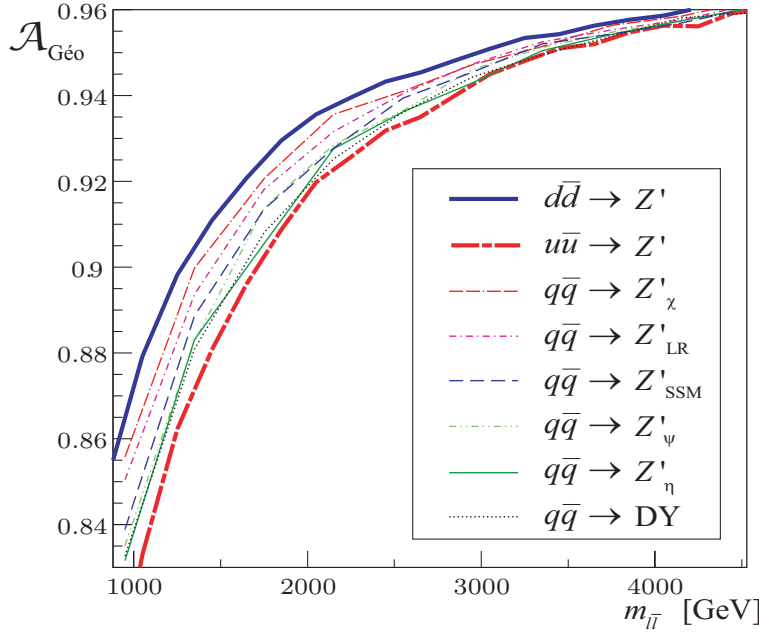


FIG. 8.8: Acceptance géométrique.

L'efficacité de reconstruction

Les événements possédant deux objets électromagnétiques dans l'acceptance géométrique du détecteur ($|\eta| < 2.5$) sont ensuite soumis aux règles de sélection suivantes :

1. À chaque objet électromagnétique doit être associé une trace du trajectographe afin de trouver deux candidats électrons.
2. Les électrons reconstruits correspondent à des électrons au moins identifiés comme *Loose* (voir § 7.2).
3. Les électrons doivent avoir une impulsion transverse $p_T > 65$ GeV.
4. L'événement doit avoir satisfait les critères de déclenchement **e55** (voir § 7.1).
5. Les deux électrons identifiés doivent être mesurés avec une charge opposée.

Les efficacités de sélection (normalisées à l'acceptance géométrique) correspondant à ces règles de sélection sont présentées sur la figure 8.9 en fonction de la masse invariante des électrons. Elles sont indépendantes du modèle de Z' .

L'efficacité totale de sélection s'obtient alors en multipliant cette efficacité de sélection par l'acceptance géométrique présentée sur la figure 8.8. On obtient 48% pour $M_{ll} = 1$ TeV, 42% pour $M_{ll} = 2$ TeV, 34% pour $M_{ll} = 3$ TeV et 30% pour $M_{ll} = 4$ TeV.

La résolution du détecteur

Contrairement au cas des résonances prédites par le modèle de dimensions supplémentaires RSBM, la résolution en masse invariante du détecteur n'est plus négligeable

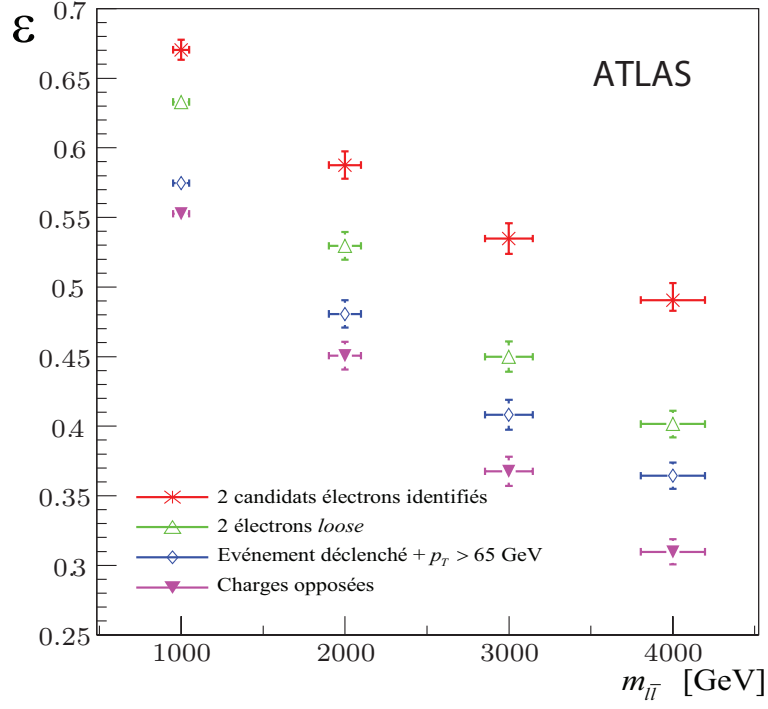


FIG. 8.9: Efficacité des différents critères de sélection des événements $Z' \rightarrow e^+e^-$ en fonction de la masse du Z' .

devant les largeurs naturelles des Z' (voir tableau 8.1). Il est alors important de prendre en compte l'effet de la résolution du détecteur sur le spectre de masse invariante. Pour ce faire, nous nous sommes basés sur les prédictions obtenues pour des Z'_χ de masse 1,2,3 et 4 TeV à partir de la simulation complète du détecteur. La figure 8.10 présente les distributions $\frac{M_{ll}^{\text{Gen}} - M_{ll}^{\text{Rec}}}{M_{ll}^{\text{Gen}}}$ pour les quatre lots de Z'_χ disponibles normalisés à l'unité. Comme nous l'avons vu au paragraphe 7.4.2, ces distributions comprennent une partie centrale gaussienne ainsi que des "queues" non-gaussiennes.

Pour l'estimation du potentiel de découverte, ces distributions ont été modélisées par une fonction $f_{\text{Reso}}(x)$ composée d'une partie gaussienne à laquelle nous avons ajouté deux exponentielles pour modéliser les "queues" :

$$f_{\text{Reso}}(x) = A_G e^{-\frac{(\mu_G - x)^2}{2\sigma_G^2}} + \begin{cases} A_Q e^{-C_Q^-(x - \mu_G)} & \text{Si } x < \mu_G \\ A_Q e^{-C_Q^+(x - \mu_G)} & \text{Si } x \geq \mu_G \end{cases} \quad (8.3)$$

Les paramètres de cette fonction ont été ajustés à partir des différents lots disponibles de sorte à rendre compte de la forme de la distribution $\frac{M_{ll}^{\text{Gen}} - M_{ll}^{\text{Rec}}}{M_{ll}^{\text{Gen}}}$. Nous avons fixé la largeur et la moyenne de la partie gaussienne aux valeurs obtenues au paragraphe 7.4.2 $\sigma_G = 0.9\%$ et $\mu_G = 0$. Cependant, comme le montre la figure 8.10, les queues expo-

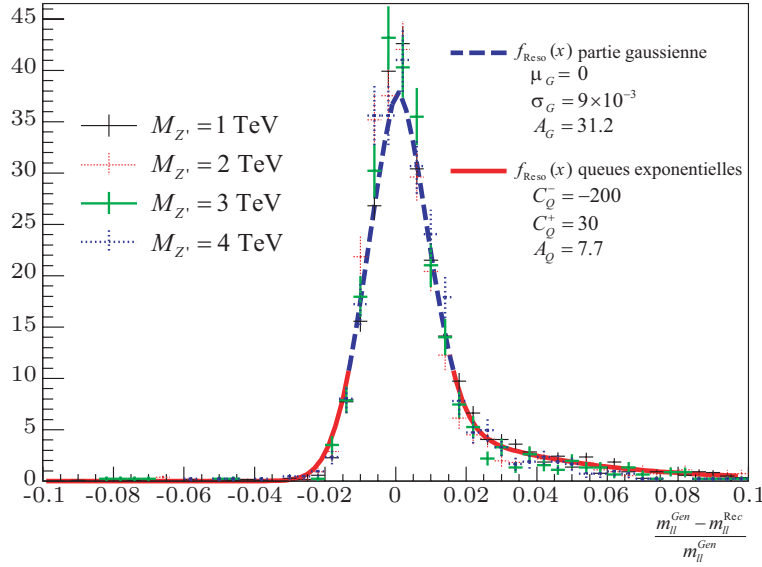


FIG. 8.10: Résolution en masse invariante m_{II} estimée par la simulation *ATHENA 12.0.31* pour différentes masse de Z' (histogrammes). La courbe représente la modélisation analytique (8.3) utilisée dans la paramétrisation pour prendre en compte les effets de résolution.

mentielles élargissent légèrement la distribution finale. Ceci a pour effet de dégrader la résolution du détecteur, ce qui nous mène à des résultats conservatifs.

Une autre méthode aurait consisté en un ajustement de la résolution sans fixer la largeur σ_G . Ces différentes possibilités nous ont amenés à quantifier l'effet systématique lié à la largeur de la partie gaussienne de la résolution. Nous verrons au paragraphe 8.4 que l'impact sur le potentiel de découverte est très modeste.

Le spectre de masse invariante diélectrons reconstruit par le détecteur peut alors s'écrire comme le produit de convolution de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dm}$ donnée par la paramétrisation (4.37) et la fonction de résolution (8.3) :

$$\frac{d\sigma_{\text{Reco}}}{dM_{II}} = \frac{d\sigma}{dM_{II}} \otimes f_{\text{Reco}}(x) \times \mathcal{A}_{\text{Géo}} \times \varepsilon \quad (8.4)$$

La figure 8.11 présente les spectres $\frac{d\sigma_{\text{Reco}}}{dM_{II}}$ et $\frac{d\sigma}{dM_{II}}$ correspondant aux processus DY et Z'_χ de masse $M_{Z'_\chi} = 1$ TeV. Afin de mettre en évidence la déformation induite par l'effet de la résolution, ces distributions ont été normalisées à la section efficace NLO et aucun effet d'acceptance ni d'efficacité de sélection n'a été pris en compte. L'histogramme noir correspond aux prédictions LO de Pythia après application de facteur K NLO.

On remarque que le principal effet de la résolution est d'élargir la résonance en “basculant” une partie des événements du pic vers des masses plus faibles. Cependant, l'effet sur le DY reste très modeste.

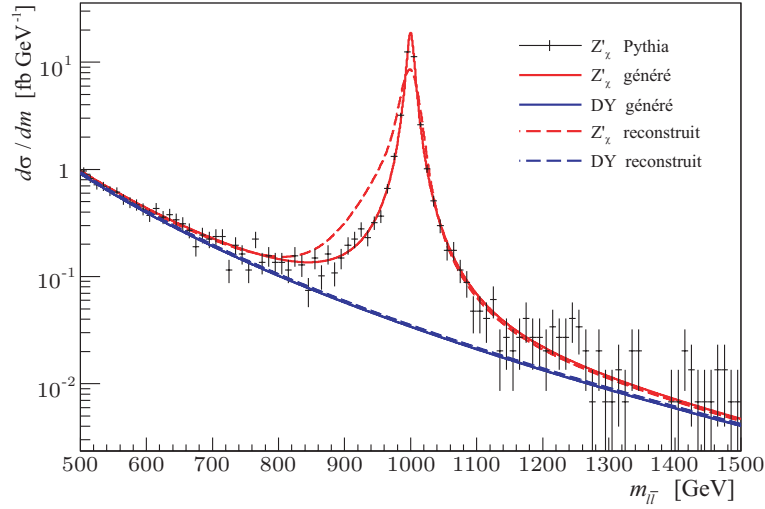


FIG. 8.11: Spectre de masse invariante m_{II} obtenus au niveau généré avec la paramétrisation (traits plein) et avec Pythia (histogramme). Les traits tiretés correspondent aux spectre obtenue avec la paramétrisation en tenant compte de la résolution du détecteur. On constate que le pic du Z' est élargi de manière asymétrique.

Comparaison avec la simulation complète

La paramétrisation (8.4) convoluée avec la fonction de résolution du détecteur nous permet d'obtenir le spectre de masse invariante de différents Z' avec prise en compte des effets du détecteur. Le principal intérêt de cette méthode réside dans le temps de calcul. Ce dernier est réduit de plusieurs heures de simulation complète à quelques secondes avec la paramétrisation. Cependant, cette paramétrisation comporte certaines approximations. Une partie, relative à la phénoménologie, est détaillée dans le chapitre 5.2 ; la principale approximation d'ordre expérimental consiste à supposer que la fonction de résolution (8.3) ne dépend pas de la masse m_{II} .

Il est alors nécessaire pour s'assurer de l'efficacité de cette méthode de comparer les spectres obtenus avec ceux fournis par une simulation complète. La figure 8.12 présente la distribution de masse invariante correspondant aux quatre lots d'événements disponibles en simulation complète ainsi que les prédictions faites par la paramétrisation (8.4).

Ces distributions sont présentées en tenant compte des facteurs K de la figure 5.4 ainsi que de la résolution, de l'acceptance géométrique et de l'efficacité de sélection du détecteur.

L'accord entre les deux distributions peut être estimé de l'ordre de 10%. Cette précision est en-deça des erreurs théoriques présentées au paragraphe 5.1.3 et est suffisante pour un grand nombre d'analyses phénoménologiques comme l'estimation de potentiels de découverte. Cette méthode a donc pu être utilisée pour générer les spectres utilisés lors des différentes analyses effectuées durant cette thèse.

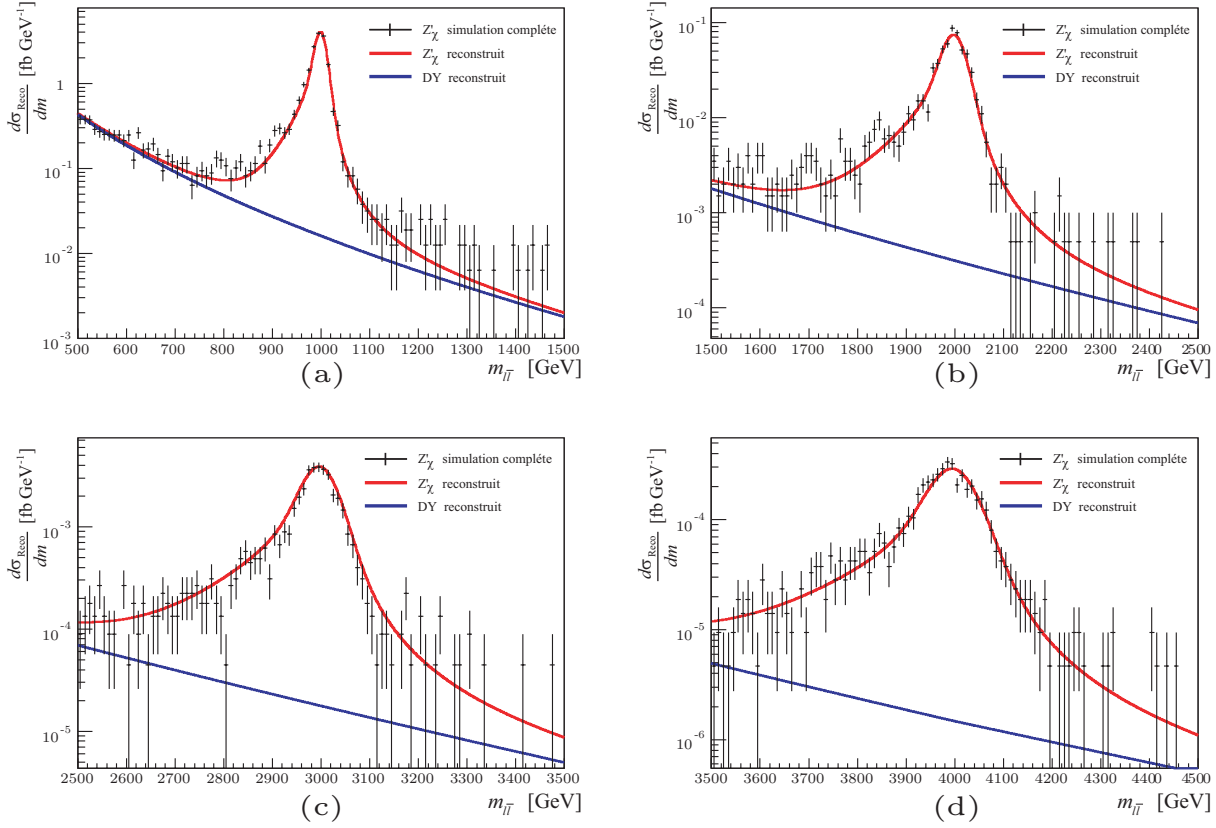


FIG. 8.12: Distributions en masse invariante obtenues avec la paramétrisation (8.4) (traits pleins) et avec la simulation complète ATHENA 12.0.31 (histogramme) pour différentes masses d'un Z'_χ .

8.2.3 Analyse statistique

Dans le but d'estimer le potentiel de découverte de Z' avec le détecteur ATLAS et afin de bénéficier au maximum de la rapidité de calcul de la paramétrisation que nous venons de présenter, il est intéressant d'utiliser une analyse statistique rapide. Dans l'optique d'effectuer une comparaison de la forme des spectres de masse invariante, nous avons utilisé une méthode de rapport de maximum de vraisemblance (LHR) sur la masse invariante $m_{\ell\ell}$ [89, 90, 91]. Cette méthode, présentée dans [92], s'est avérée efficace pour estimer les potentiels de découverte car elle prend en compte des informations liées au signal ainsi qu'au bruit de fond. Cependant, le calcul des distributions LHR est généralement basé sur des approches MC qui sont très coûteuses en temps de calcul. Il existe cependant une méthode basée sur les transformations de Fourier qui permet un calcul analytique de ces distributions [93]. Nous avons donc adapté cette méthode de sorte à calculer les distributions LHR à partir des spectres prédits par la paramétrisation (8.4).

Calcul de LLH avec des transformations de Fourier

L'estimateur que nous avons utilisé est le logarithme du rapport de maximum de vraisemblance (LLHR). Il s'écrit comme¹ :

$$F = \ln \left(\frac{L_{s+b}}{L_b} \right) + s \quad (8.5)$$

où L_{s+b} et L_b correspondent aux fonctions de vraisemblance associées à l'hypothèse "signal + bruit de fond" (L_{s+b}) et "bruit de fond" (L_b). Dans le cas où l'on considère un lot de n événements diélectron de masse invariante $m_{ll}^1, m_{ll}^2, \dots, m_{ll}^n$, et pour des nombres d'événements de "signal + bruit de fond" et de "bruit de fond" suivant des distributions de Poisson de valeurs centrales $s + b$ et b , on a :

$$L_{s+b} = \text{Poisson}_{s+b}(n) \times \prod_{i=1}^n f_{s+b}(m_{ll}^i) \quad (8.6)$$

$$L_b = \text{Poisson}_b(n) \times \prod_{i=1}^n f_b(m_{ll}^i) \quad (8.7)$$

où $f_{s+b}(m_{ll})$ est la densité de probabilité pour le "signal + bruit de fond" et $f_b(m_{ll})$ la densité de probabilité pour le "bruit de fond".

L'estimateur F_1 correspondant à une expérience ne contenant qu'un seul événement de masse invariante m_{ll} peut alors s'écrire :

$$F_1(m_{ll}) = \ln \frac{(s+b) \times f_{s+b}(m_{ll})}{b \times f_b(m_{ll})} \quad (8.8)$$

On note $\rho_1(F)$ la distribution de $F(m_{ll})$.

La généralisation à N événements se fait comme suit :

$$F = \sum_{i=1}^N \ln \frac{(s+b) \times f_{s+b}(m_{ll}^i)}{b \times f_b(m_{ll}^i)} \quad (8.9)$$

et

$$\rho_N(F) = \underbrace{\rho_1(F) \otimes \dots \otimes \rho_1(F)}_{N \text{ fois}} \quad (8.10)$$

Du fait que la densité de probabilité $\rho_N(F)$ soit une convolution de $\rho_1(F)$, [93] suggère d'utiliser les transformations de Fourier dans le calcul des distributions de LLHR notées $\rho^{s+b}(F)$ pour le signal et $\rho^b(F)$ pour le bruit de fond. Les nombres d'événements suivant

¹On notera que l'ajout du nombre s d'événements "signal seul" permet de simplifier les calculs sans changer les résultats provenant d'une maximisation de vraisemblance.

la loi de Poisson, on peut écrire :

$$\rho^{s+b}(F) = \sum_{N=0}^{\infty} e^{-(s+b)} \frac{(s+b)^N}{N!} \rho_N^{s+b}(F) \quad (8.11)$$

$$\rho^b(F) = \sum_{N=0}^{\infty} e^{-b} \frac{b^N}{N!} \rho_N^b(F) \quad (8.12)$$

En utilisant la propriété de la transformation de Fourier $\overline{\rho_N(G)} = \left[\overline{\rho_1(G)} \right]^N$, on obtient :

$$\overline{\rho^{s+b}(G)} = \exp \left[(s+b)(\overline{\rho_1^{s+b}(G)} - 1) \right] \quad (8.13)$$

$$\overline{\rho^b(G)} = \exp \left[b(\overline{\rho_1^b(G)} - 1) \right] \quad (8.14)$$

Les distributions de LLHR $\rho^{s+b}(F)$ et $\rho^b(F)$ peuvent alors être calculées en utilisant une transformation de Fourier inverse.

Dans le cadre de notre analyse qui cherche à différencier le signal ($\gamma/Z/Z'$) du bruit de fond ($DY = \gamma/Z$), les nombres d'événements attendus pour le signal $s+b$ et pour le bruit de fond b dépendent du domaine d'intégration en m_{ll} et de la luminosité intégrée :

$$s+b = \mathcal{L} \times \int_{min}^{max} \frac{d\sigma_{\gamma/Z/Z'}^{Reco}}{dm_{ll}} dm_{ll} \quad (8.15)$$

$$b = \mathcal{L} \times \int_{min}^{max} \frac{d\sigma_{\gamma/Z}^{Reco}}{dm_{ll}} dm_{ll} \quad (8.16)$$

où $\frac{d\sigma^{Reco}}{dm_{ll}}$ représente la distribution en masse invariante (8.4) qui tient compte des effets du détecteur tels que l'acceptance, l'efficacité de sélection et la résolution.

Les deux autres quantités nécessaires pour calculer les distributions de LLHR sont les distributions de probabilité $\rho_1^{s+b}(F)$ et $\rho_1^b(F)$ pour une expérience ne possédant qu'un seul événement, elles peuvent être obtenues à partir de :

$$F = \ln \left(\frac{\frac{d\sigma_{\gamma/Z/Z'}}{dm}(m_{ll})}{\frac{d\sigma_{\gamma/Z}}{dm}(m_{ll})} \right) \quad (8.17)$$

La figure 8.13-b présente les distributions de LLHR obtenues avec ce calcul pour un Z'_χ d'une masse de 2 TeV avec une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$. Les spectres de masse invariante du "signal + bruit de fond" ($\gamma/Z/Z'$) et du "bruit de fond seul" (γ/Z) sont présentés sur la figure 8.13-a.

Dans ce cas particulier, le LLHR permet une bonne différenciation entre l'hypothèse "signal + bruit de fond" et l'hypothèse "bruit de fond seul". Il est intéressant de remarquer

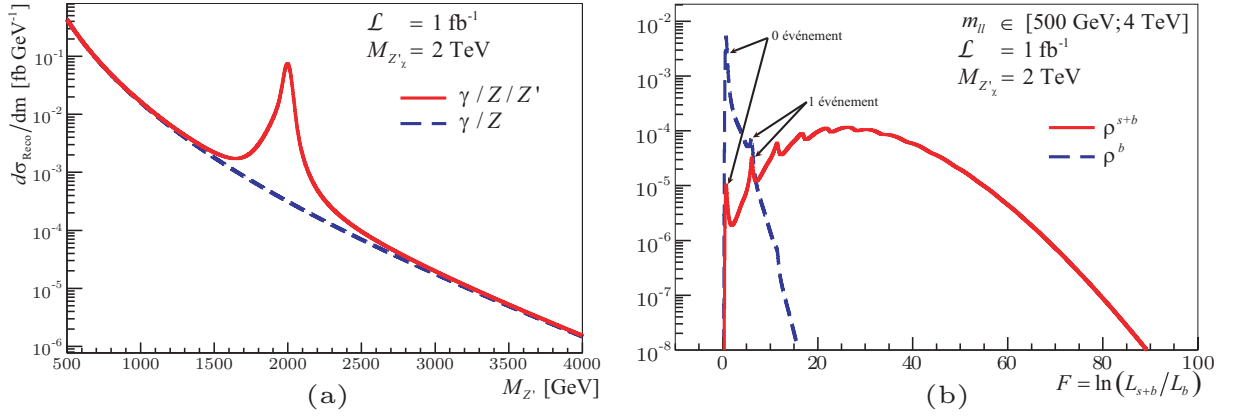


FIG. 8.13: (a) Spectres de masse invariante dilepton reconstruit pour un Z'_χ de 2 TeV (trait plein) ainsi que pour le DY MS (trait tireté). (b) Distributions du logarithme du rapport de maximum de vraisemblance (LLHR) correspondant aux hypothèses “bruit de fond” (DY MS en tiretés) et “signal + bruit de fond” (processus Z' en trait plein). Le Z' considéré est un Z'_χ d’une masse de 2 TeV et la luminosité intégrée utilisée est 1 fb^{-1} . Les pics observés dans ces distributions correspondent à des expériences possédant 0, 1, 2, ... événement(s).

l’apparition de pics dans ces distributions. Le premier pic situé à $F = 0$ correspond aux expériences sans événement, le second aux expériences contenant un seul événement et ainsi de suite. Lorsque le nombre d’événements augmente, le pic correspondant s’élargit.

Choix de la signification statistique

Afin d’estimer le potentiel de découverte à partir des distributions en LLHR que nous venons de présenter, il est nécessaire de fixer une signification statistique S_σ . Nous avons alors utilisé la méthode CL_s développée dans le cadre des expériences LEP [94].

Du fait qu’il n’existe pas de données expérimentales à confronter aux distributions LLHR, la première étape consiste à choisir l’expérience “la plus probable”.

Pour l’estimation du potentiel de découverte, nous avons supposé que cette expérience correspond à l’expérience médiane de l’hypothèse $s+b$. L’estimateur F_{med}^{s+b} correspondant à cette expérience vérifie l’expression suivante :

$$\int_{-\infty}^{F_{\text{med}}^{s+b}} \rho^{s+b}(F) dF = \int_{F_{\text{med}}^{s+b}}^{\infty} \rho^{s+b}(F) dF \quad (8.18)$$

On définit alors les niveaux de confiance correspondant au “signal + bruit de fond” et “bruit de fond” seul :

$$CL_{s+b} = \int_{F_{\text{med}}^{s+b}}^{\infty} \rho^{s+b}(F) dF \quad \text{et} \quad CL_b = \int_{F_{\text{med}}^{s+b}}^{\infty} \rho^b(F) dF \quad (8.19)$$

Afin d'aboutir à des résultats conservatifs même dans la limite où CL_b est petit, la référence [92] suggère d'utiliser la quantité CL_s définie comme :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \quad (8.20)$$

Notons toutefois que CL_s n'est en vérité qu'une approximation du niveau de confiance correspondant au signal dans la limite où l'on peut signer avec certitude les événements dûs au bruit de fond.

Ce niveau de confiance CL_s peut ensuite être traduit en signification statistique S_σ avec l'inverse de la fonction d'erreur $\text{Erf}^{-1}(x)$:

$$S_\sigma = \sqrt{2} \times \text{Erf}^{-1} \left(1 - \frac{2}{CL_s} \right) \quad (8.21)$$

Dans cette relation, les probabilités sont définies en ne considérant qu'une seule queue de la distribution normale. Ceci mène à un résultat conservatif. Il existe cependant d'autres conventions possibles. Habituellement, la signification correspondant à une découverte est fixée à $S_\sigma = 5$.

Notons que le même type de démarche peut être utilisé pour le calcul d'une signification correspondant à une exclusion. L'expérience médiane est alors déterminée avec le "bruit de fond seul" et la signification est fixée à $\text{significance} = 2$ (95% de niveau de confiance).

La figure 8.14 donne une représentation graphique des niveaux de confiance CL_{s+b} et CL_b . Ces courbes correspondent à un Z'_χ de masse 3.5 TeV recherché avec l'expérience ATLAS avec une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Le calcul de la signification $S_\sigma = 2.93$ a été effectué comme présenté ci-dessus en utilisant des distributions de masse invariante sur un large intervalle $500 \text{ GeV} < m_{ll} < 6 \text{ TeV}$.

Il existe des valeurs de m_{ll} (très inférieures à la résonance) pour lesquelles la distribution de masse invariante pour le "signal + bruit de fond" est identique à celle du "bruit de fond seul" (c'est-à-dire qu'on ne voit plus ni l'effet de la résonance, ni celui de l'interférence). L'estimateur correspondant à ces valeurs de masse invariante sera égal à $F = 0$ et il s'en suit que le résultat obtenu sur la signification reste inchangé. Cette méthode d'estimation du potentiel de découverte devient alors très intéressante car elle ne nécessite aucune optimisation de la fenêtre de recherche du Z' .

Pour cette analyse nous avons donc utilisé l'intervalle $500 \text{ GeV} < m_{ll} < 6 \text{ TeV}$. La limite inférieure a été fixée par les contraintes du TeVatron qui n'observe aucune déviation au MS jusqu'à $m_{ll} \sim 500 \text{ GeV}$ (voir figure 2.4).

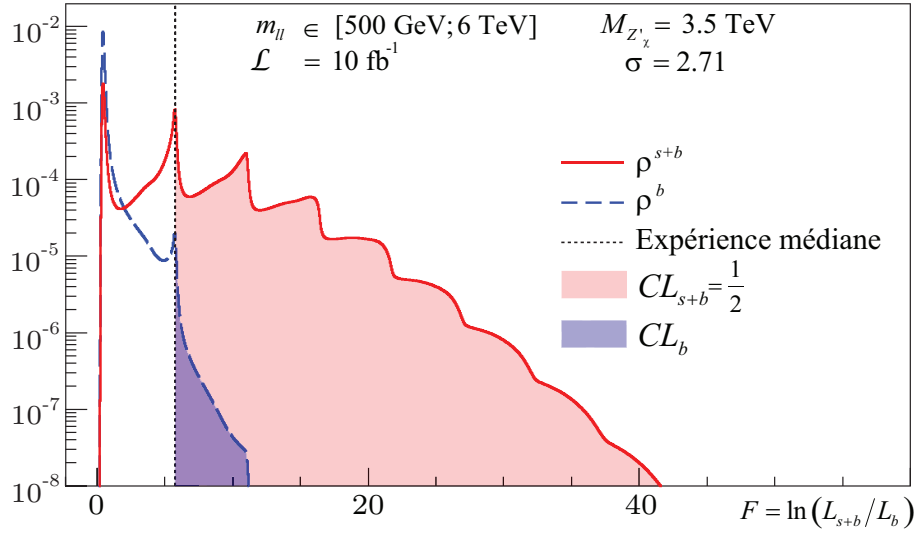


FIG. 8.14: Distribution LLHR obtenues pour un Z'_χ de masse 3.5 TeV et une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} . Le trait en pointillé fin correspond à l'expérience médiane de l'hypothèse signal. Cette expérience médiane permet le calcul des quantités CL_{s+b} et CL_b qui s'obtiennent en intégrant les distributions LLHR (zones ombrées).

Discussions sur l'estimation de la signifiante

La technique CL_s que nous venons de présenter a été développée au LEP, principalement pour la recherche du boson de Higgs. Dans ce cas, les distributions en LLHR (présentées sur la figure 8.15) sont quasiment de forme gaussienne.

Il est alors naturel de confondre l'expérience "la plus probable" avec l'expérience médiane définie par la relation (8.18). Dans le cas de l'estimation du potentiel de découverte au LHC, du fait qu'il n'existe pas de données, nous avons utilisé la prescription du LEP qui postule que l'expérience "la plus probable" correspond à l'expérience médiane.

A la vue des distributions de LLHR présentées sur la figure 8.14, il est nécessaire de s'interroger sur la validité de l'utilisation de cette expérience médiane pour refléter les données du détecteur. Comme le montre la figure 8.16 pour des faibles statistiques (faible luminosité intégrée ou Z' très lourd), les distributions de LLHR présentent n pics correspondant à des expériences avec n événements. L'expérience médiane ne reflète plus alors l'expérience "la plus probable".

Le cas présenté sur la figure 8.16-a semble indiquer que l'expérience la plus probable se rapproche d'une expérience possédant un seul événement, mais on voit clairement que les cas zéro et deux événements sont également très probables. De plus, comme le montre le tableau 8.3, la signifiante obtenue est très sensible au choix de l'expérience "la plus probable" dans la limite des faibles statistiques. Elle peut varier d'un facteur 2.

Cependant, pour l'estimation du potentiel de découverte on impose $S_\sigma \geq 5$, ce qui nous place suffisamment loin de cette limite des faibles statistiques. La figure 8.17 présente les mêmes courbes que la figure 8.16 mais avec la luminosité nécessaire pour une

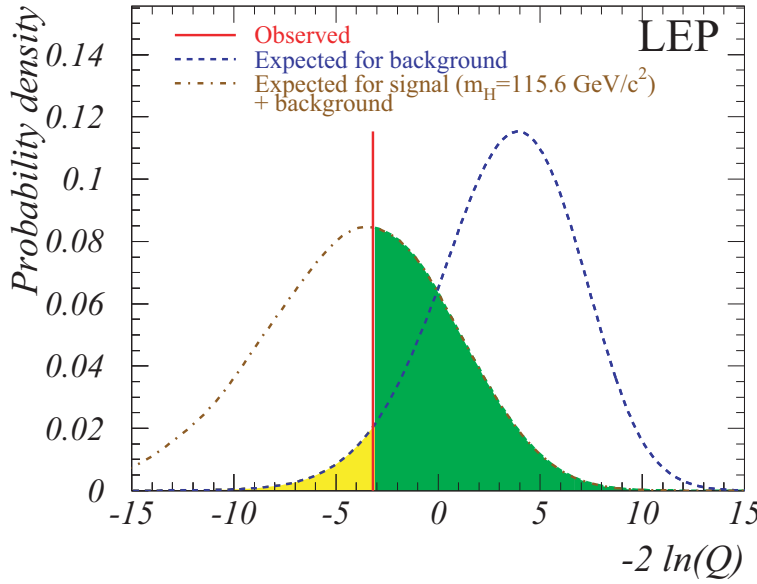


FIG. 8.15: Densités de probabilité (LLHR) correspondant à un signal contenant un boson de Higgs à 115.6 GeV. La valeur de $-2 \ln Q$ correspondant aux données expérimentales est indiqué par la ligne verticale. Les quantités $1 - CL_b$ et CL_{s+b} sont représentées par les zones d'ombre claire et sombre respectivement. On remarque que ces distributions sont quasiment de forme gaussienne. Dans ce cas l'expérience médiane représente bien l'expérience "la plus probable".

découverte à 5σ . On remarque que les distributions LLHR prennent alors une forme suffisamment en cloche pour que l'expérience médiane reflète convenablement l'expérience la plus probable.

Il est toutefois nécessaire de garder cette remarque à l'esprit et il serait intéressant de confronter cette méthode d'estimation de la signifiante avec d'autres plus appropriées. Notons également que cet inconvénient n'intervient que dans l'estimation du potentiel de découverte et que cette méthode est plus adaptée pour des calculs d'exclusion qui utilise l'expérience médiane de l'hypothèse "bruit de fond seul".

La figure 8.18-a représente la signifiante S_σ obtenue pour un Z'_χ de masse 3 TeV en fonction de la luminosité. Les points correspondent aux résultats obtenus avec la méthode que nous venons de décrire en utilisant le spectre de masse invariante sur le domaine $500 \text{ GeV} < m_{ll} < 6 \text{ TeV}$. Les croix correspondent à une signifiante $S_{\sigma_{C1}}$ issue d'un calcul LLHR sur le nombre d'événements sans tenir compte des densités de probabilité $f_{s+b}(m_{ll})$ et $f_b(m_{ll})$:

$$S_{\sigma_{C1}} = \sqrt{2 \left((s+b) \ln \left(1 + \frac{s}{b} \right) - s \right)} \quad (8.22)$$

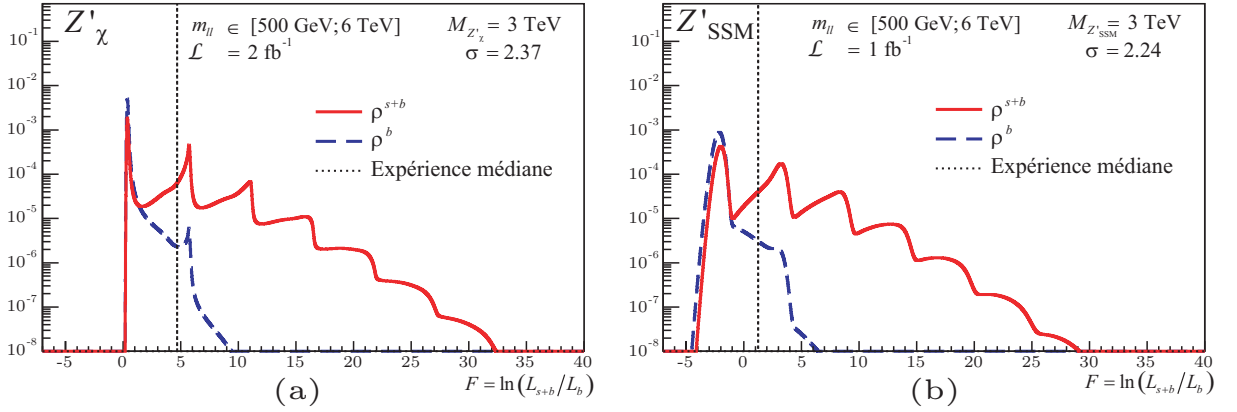


FIG. 8.16: Distributions de LLHR obtenues pour un Z'_χ de 3 TeV avec 2 fb^{-1} (a) et un Z'_{SSM} de 3 TeV avec 1 fb^{-1} (b). On peut voir que pour des faibles statistiques (faible luminosité intégrée), la structure des distributions LLHR est dominée par les pics à faible nombre d'évènements et l'expérience médiane ne reflète pas l'expérience "la plus probable".

Expérience la plus probable	médiane	0 évènement	1 évènement	2 évènements
Z'_χ $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}$ $\mathcal{L} = 2 \text{ fb}^{-1}$	$S_\sigma = 2.4$	$S_\sigma = 0$	$S_\sigma = 2.7$	$S_\sigma = 4.2$
Z'_{SSM} $m_{Z'} = 3 \text{ TeV}$ $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$	$S_\sigma = 2.2$	$S_\sigma = 0.2$	$S_\sigma = 2.7$	$S_\sigma = 4.1$

TAB. 8.3: Significances statistiques S_σ obtenues avec la méthode LLHR en confondant l'expérience "la plus probable" avec l'expérience médiane ou les expériences possédant 0, 1 ou 2 évènement(s) de l'hypothèse signal. On constate que la signification peut varier d'un facteur 2.

et les ronds roses sont issus du calcul :

$$S_{\sigma_{C2}} = \frac{s}{\sqrt{b}} \quad (8.23)$$

Les comptages d'évènements sont effectués dans un domaine en masse invariante optimisé en fonction Z' : $m_{Z'} - 4\Gamma_{Z'} < m_{ll} < m_{Z'} + 4\Gamma_{Z'}$. À titre de comparaison, les triangles verts correspondent à une signification $S_{\sigma_{C1}}$ calculée dans tout l'intervalle $500 \text{ GeV} < m_{ll} < 6 \text{ TeV}$.

On voit clairement que la méthode LLHR (S_σ et $S_{\sigma_{C1}}$) conduit à des résultats moins optimistes et plus réalistes que la signification $S_{\sigma_{C2}}$. On remarque également que les résultats obtenus par notre méthode (S_σ) sont en accord avec le comptage d'évènements issus d'un LLHR ($S_{\sigma_{C1}}$) s'il utilise un intervalle en masse invariante optimisé pour le Z' . Comme attendu, un simple comptage d'évènements intégré sur tout l'intervalle

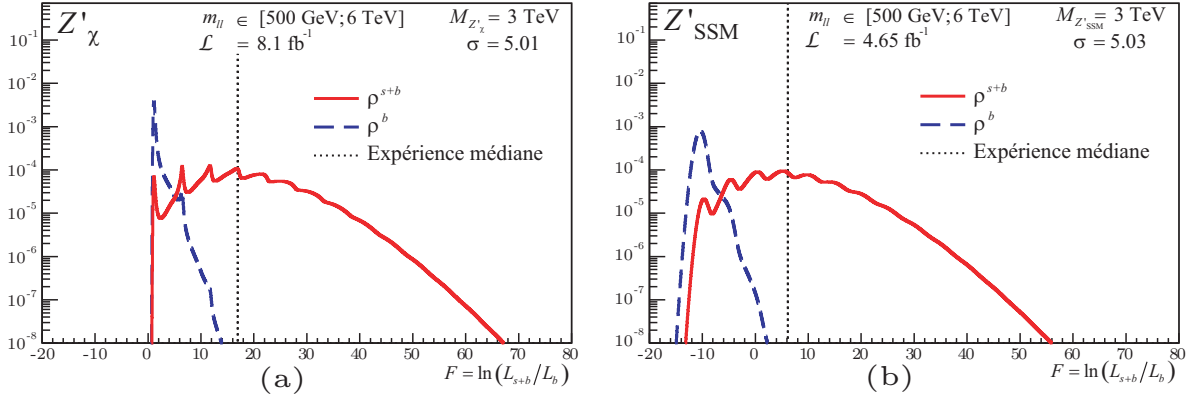


FIG. 8.17: Distributions de LLHR obtenues pour un Z'_χ (a) et Z'_{SSM} (b) de 3 TeV avec une luminosité intégrée correspondant à une découverte à 5σ . Dans ce cas où la statistique est suffisante pour une découverte, la structure des distributions LLHR présente une forme suffisamment en cloche pour que l'expérience médiane puisse être utilisée pour représenter l'expérience "la plus probable".

500 GeV $< m_{ll} < 6$ TeV ne permet pas de discriminer entre les deux hypothèses.

Notre méthode possède donc l'avantage de prendre en compte l'information liée à la forme du spectre tout en utilisant un intervalle fixe en masse invariante indépendant du Z' .

Si l'on s'intéresse à un Z' plus interférant que le Z'_χ , comme par exemple le Z'_{SSM} dont les significances sont présentées sur la figure 8.18-b, on remarque que la prise en compte de l'interférence permet d'améliorer la signification.

Les structures en "paliers" que l'on observe sur les prédictions correspondant à notre méthode sont liées aux pics observables dans les distributions de LLHR et au choix de l'expérience médiane. On peut cependant constater que pour des significances $S_\sigma \geq 5$, nous ne sommes plus dans le régime des faibles statistiques et la signification adopte un comportement stable.

8.2.4 Potentiel de découverte

Afin d'estimer le potentiel de découverte des différents Z' usuels avec le détecteur ATLAS, nous avons utilisé la méthode basée sur la paramétrisation rapide (8.4) que nous venons de présenter. Pour cela nous avons utilisé la signification S_σ dérivée de la méthode CL_s .

La figure 8.19 présente la luminosité intégrée nécessaire pour la découverte des différents Z' de GUT.

L'intervalle en masse invariante utilisé pour cette estimation est fixé à 500 GeV $< m_{ll} < 6$ TeV. Notons cependant que les résultats ne dépendent pas de cet intervalle à condition qu'il contienne l'intégralité de la résonance et de l'interférence.

La figure 8.19 nous indique qu'un Z' possédant une masse de l'ordre de 1 TeV devrait

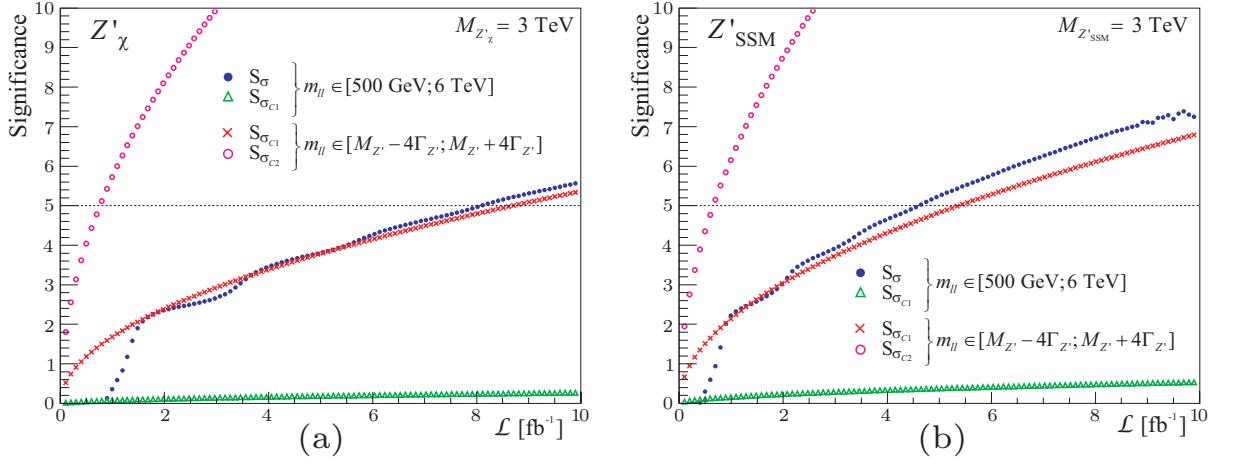


FIG. 8.18: Significances statistiques obtenues avec différentes méthodes de comptage d'événements : $S_{\sigma_{c1}}$ et $S_{\sigma_{c2}}$ et avec la méthode LLHR (S_σ) utilisées dans différents domaines d'intégration en m_{ll} (autour de la résonance ou sur tout le spectre). (a) : modèle χ , (b) : modèle SSM

être visible avec ATLAS pour une luminosité intégrée de l'ordre de 0.1 fb^{-1} , une masse de 2 TeV avec 1 fb^{-1} et 3 TeV avec 10 fb^{-1} . Ces résultats ont été publiés dans [83].

8.3 Analyse indépendante du modèle dans le cas d'une seule résonance supplémentaire

Pour obtenir le potentiel de découverte des Z' usuels présentés dans la partie 2.3, nous avons utilisé la paramétrisation (8.4) avec les paramètres théoriques. Cette paramétrisation, couplée à la prise en compte rapide du détecteur présentée au paragraphe 8.1.2 et à l'analyse statistique (utilisant les transformations de Fourier) présentée au paragraphe 8.2.3 constitue un outil suffisamment rapide pour permettre le calcul du potentiel de découverte d'un grand nombre de Z' (voir figure 8.19).

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.3.2, cette paramétrisation peut également être utilisée pour prédire le spectre de masse invariante d'un Z' à partir des quatre paramètres purement phénoménologiques que sont, la masse $M_{Z'}$, la largeur naturelle $\Gamma_{Z'}$, l'amplitude du pic $\mathcal{A}_{\text{Peak}}$ et l'amplitude de l'interférence $\mathcal{A}_{\text{Interf}}$. Il devient alors possible d'effectuer un balayage de l'espace des paramètres afin d'obtenir le potentiel de découverte des Z' en fonction de leurs caractéristiques phénoménologiques.

Nous avons alors calculé la luminosité intégrée nécessaire pour découvrir un Z' à 5σ en balayant les deux paramètres $M_{Z'}$ et $\Gamma_{Z'}$. Le choix $\mathcal{A}_{\text{Peak}}$ a été guidé par les valeurs obtenues pour les Z' usuels présentés dans le tableau 5.1. D'un point de vue théorique, $\mathcal{A}_{\text{Peak}}$ dépend des différents couplages du Z' aux fermions et des proportions de collisions $P_{q\bar{q}}$ présentées sur la figure 5.10 et varie entre 200 et 600 pour les Z' usuels. Nous avons donc fait le choix de conduire cette analyse pour deux valeurs de $\mathcal{A}_{\text{Peak}}$ fixées à 300 et

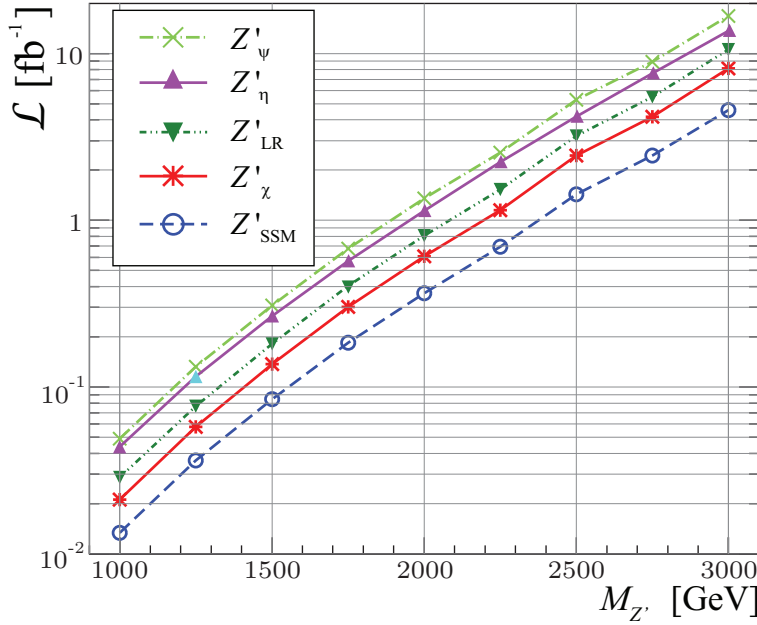


FIG. 8.19: Luminosité nécessaire pour une découverte à 5σ des différents Z' de GUT en fonction de leur masse $m_{Z'}$. Ces estimations ont été obtenues avec la méthode statistique présentée au paragraphe 8.2.3 et ont été publiées dans [83].

600. Les effets d'interférence entre le Z' et les bosons du MS sont supposés nuls, ce qui revient à imposer $\mathcal{A}_{\text{Interf}} = 0$ dans cette analyse.

Les résultats sont présentés sur la figure 8.20 ; la masse du Z' varie entre $M_{Z'} = 1$ TeV et $M_{Z'} = 3.5$ TeV par pas de 100 GeV et la largeur est calculée en fonction de la masse comme $\Gamma_{Z'} = R \times M_{Z'}$, avec R variant de 0.2% à 10% par pas de 0.2%.

En comparant les figures 8.20-a et 8.20-b, on peut constater qu'un facteur 2 dans la valeur de $\mathcal{A}_{\text{Peak}}$ induit un facteur ~ 2 dans la luminosité nécessaire pour une découverte. Il suffit donc de connaître l'ordre de grandeur de $\mathcal{A}_{\text{Peak}}$ pour en déduire l'ordre de grandeur de la luminosité nécessaire pour découvrir n'importe quel Z' en fonction de sa masse $M_{Z'}$ et de sa largeur naturelle $\Gamma_{Z'}$.

8.4 Discussion sur les incertitudes systématiques

Dans la limite où l'on néglige les bruits de fond présentés au paragraphe 7.5, les principales sources d'incertitude proviennent de la paramétrisation utilisée pour estimer les potentiels de découverte qui comporte un certain nombre d'hypothèses. On trouve des sources d'incertitude dans les deux étapes de la génération du spectre de masse invariante :

1. Les incertitudes liées aux calculs théoriques telles que les corrections d'ordre supérieur ou les incertitudes liées aux PDF doivent être prises en considération lors de

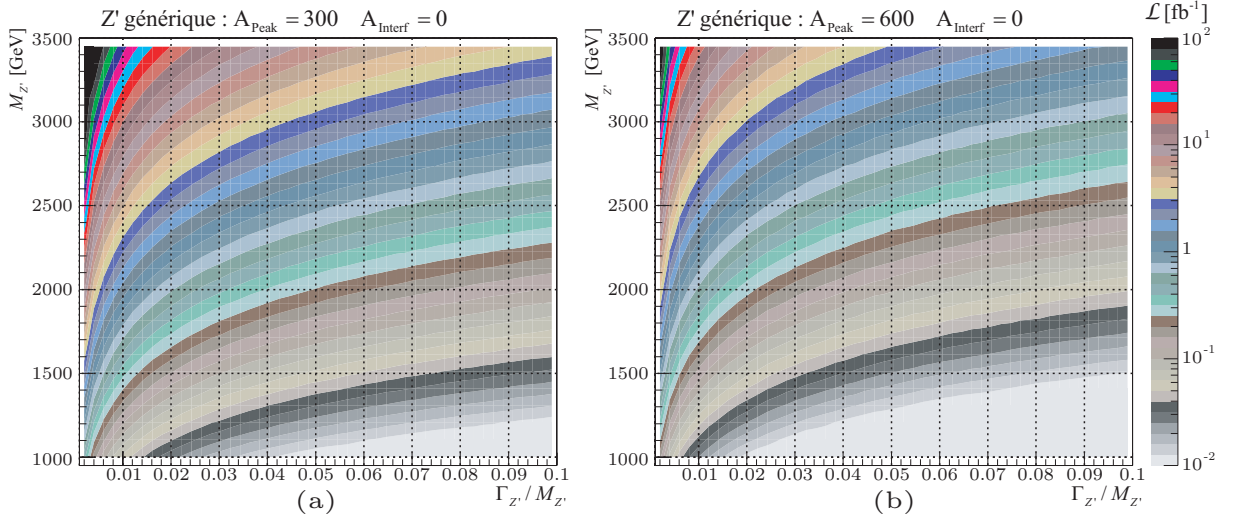


FIG. 8.20: Luminosité intégrée nécessaire pour découvrir à 5σ un Z' générique en fonction de sa masse $M_{Z'}$ et de sa largeur $\Gamma_{Z'}$. L'interférence est supposée nulle et le terme $\mathcal{A}_{Peak} = 300$ pour (a) et $\mathcal{A}_{Peak} = 600$ pour (b).

l'estimation du spectre au niveau généré.

2. L'étape suivante consiste à déformer ce spectre généré en utilisant les performances du détecteur. Ces caractéristiques ne pouvant actuellement être mesurées, il est nécessaire, en vue de les estimer, d'utiliser une simulation complète du détecteur.

Notons que ces différentes sources d'incertitude affectent de la même manière le signal et le bruit de fond. Il reste nécessaire d'estimer l'impact de ces différentes sources d'erreur sur les résultats obtenus pour le potentiel de découverte.

8.4.1 Incertitudes liées aux prédictions théoriques

Les incertitudes liées au calcul théorique proviennent principalement de la variation d'échelle et des fonctions de distribution de partons (voir § 5.1.3). Nous avons considéré des incertitudes de l'ordre de $\pm 8\%$ à $M_{Z'} = 1$ TeV, $\pm 10\%$ à $M_{Z'} = 2$ TeV, $\pm 15\%$ à $M_{Z'} = 3$ TeV sur la section efficace totale. L'impact de cette incertitude sur la luminosité intégrée nécessaire pour découvrir un Z' à 5σ est d'environ $\pm 10\%$ à $M_{Z'} = 1$ TeV, $\pm 12\%$ à $M_{Z'} = 2$ TeV, $\pm 14\%$ à $M_{Z'} = 3$ TeV. Nous n'avons cependant considéré qu'une incertitude globale n'affectant pas la forme des distributions. La "pente" du processus Drell-Yan étant également soumise à une incertitude, l'impact de cette erreur sur le potentiel de découverte fera l'objet d'une étude ultérieure.

8.4.2 Incertitudes liées à l'expérience

Les principales sources d'incertitude liées à la prise en considération du détecteur proviennent de l'efficacité de sélection, et de la qualité de la reconstruction de la masse invariante.

Efficacité de sélection

Comme le montre la figure 8.8, l'acceptance géométrique du détecteur dépend des couplages du Z' aux quarks u et d . Comme suggéré par la forme des PDF, la reconstruction des Z' provenant de collisions $u\bar{u}$ est moins efficace que celle des Z' provenant de collisions $d\bar{d}$. Il est alors naturel d'utiliser comme limite à l'acceptance géométrique des électrons d'un Z' , celle obtenue avec des collisions $u\bar{u}$ (limite inférieure) et $d\bar{d}$ (limite supérieure). Ceci nous fournit une erreur sur l'acceptance de l'ordre de $\pm 3\%$ à $M_{Z'} = 1$ TeV, $\pm 1\%$ à $M_{Z'} = 2$ TeV, $\pm 0.5\%$ à $M_{Z'} = 3$ TeV.

À cette incertitude vient s'ajouter celle de l'efficacité de sélection des électrons. Comme nous l'avons vu au paragraphe 7.3, cette efficacité varie avec l'énergie des électrons et les incertitudes obtenues avec une simulation complète du détecteur sont de l'ordre de $\pm 2\%$ à $M_{Z'} = 1$ TeV, $\pm 1\%$ à $M_{Z'} = 2$ TeV, $\pm 0.5\%$ à $M_{Z'} = 3$ TeV pour un électron.

L'impact de ces incertitudes sur le potentiel de découverte reste modeste, de l'ordre de $\pm 2\%$ sur la luminosité intégrée nécessaire pour une découverte à 5σ pour une masse de Z' comprise entre 0.5 TeV et 3 TeV.

Résolution sur la masse invariante

Afin de tenir compte de l'incertitude liée à la résolution en énergie des électrons, nous avons considéré que la résolution obtenue sur la masse invariante des deux électrons (σ_G présenté sur la figure 8.10) peut varier entre $\sigma_G = 0.6\%$ et $\sigma_G = 1.4\%$. La seule connaissance de l'énergie des électrons ne permet pas une reconstruction précise de la masse invariante, il est également nécessaire de connaître les angles θ et ϕ afin de reconstruire le quadrivecteur de chaque électron. Afin de prendre en considération les incertitudes liées à l'estimation de ces angles, nous avons estimé la résolution sur la masse invariante sans tenir compte des informations liées au détecteur interne. Ceci nous fournit une valeur maximale d'environ $\sigma_G = 2.1\%$. La luminosité nécessaire pour une découverte à 5σ diminue d'environ 2% si la résolution $\sigma_G = 0.6\%$ et augmente de 5% lorsque $\sigma_G = 2.1\%$.

On constate que si la résolution du détecteur déforme le pic de la résonance, son effet sur sa découverte reste cependant modeste.

Linéarité de la masse invariante.

Pour les estimations du potentiel de découverte nous avons considéré la valeur centrale de la résolution $\Delta M/M$ (μ_G présenté sur la figure 8.10) égale à zéro. Nous avons cependant étudié l'impact d'une linéarité moins parfaite en faisant varier cette valeur moyenne entre $\mu_G = \pm 0.02$. Lorsque $\mu_G = 0.02$, $M_{ll}^{Rec} < M_{ll}^{Gen}$, la luminosité nécessaire

pour une découverte à 5σ augmente d'environ 2.5%. Le cas $\mu_G = -0.02$, $M_{\ell}^{Rec} > M_{\ell}^{Gen}$ n'induit pas de modification significative de la luminosité nécessaire.

8.4.3 Impact sur le potentiel de découverte

Le tableau 8.4 résume les incertitudes qui affectent la section efficace totale.

Masse du Z' en TeV	1	2	3
Acceptance géométrique (Acc)	$\pm 3\%$	$\pm 1\%$	$\pm 0.5\%$
Efficacité de sélection d'un électron (ϵ)	$\pm 2\%$	$\pm 1\%$	$\pm 0.5\%$
Calcul théorique (PDF, échelles)	$\pm 8\%$	$\pm 10\%$	$\pm 15\%$
Somme quadratique	$\pm 9\%$	$\pm 10\%$	$\pm 15\%$
Impact sur la luminosité	$\pm 10\%$	$\pm 12\%$	$\pm 15\%$

TAB. 8.4: Incertitudes affectant la mesure de la section efficace totale du signal et du bruit. Les valeurs sont données pour différentes masses de Z' et la dernière ligne indique l'impact sur la luminosité nécessaire pour une découverte à 5σ si l'on ne considère que ces incertitudes.

Ces incertitudes sont supposées indépendantes de sorte que nous les cumulons avec une somme quadratique. On voit que ces erreurs sont dominées par les incertitudes théoriques qui affectent la section efficace de $\pm 10\%$ à $\pm 15\%$. L'effet sur le potentiel de découverte est du même ordre de grandeur.

Le tableau 8.5 résume les incertitudes que nous avons considérées sur la résolution σ_G et l'échelle d'énergie μ_G que nous avons supposée indépendante de la masse.

Résolution σ_G			Linéarité μ_G		
	min	max		min	max
σ_G	0.6%	2.1%	μ_G	-0.02	0.02
$\Delta\mathcal{L}$	-2%	5%	$\Delta\mathcal{L}$	0%	2.5%

TAB. 8.5: Incertitudes affectant la résolution sur la masse invariante diélectron et sur la linéarité. Ces valeurs sont supposées indépendantes de la masse Z' et la dernière ligne indique l'impact sur la luminosité nécessaire pour une découverte à 5σ si l'on ne considère que ces incertitudes.

La figure 8.21 présente la luminosité intégrée nécessaire pour découvrir un Z'_χ en fonction de sa masse. La bande verte correspond à l'erreur obtenue sur cette luminosité lorsque l'on combine les différentes sources d'erreur que nous venons de décrire. On estime alors que la luminosité nécessaire pour une découverte varie entre $\mathcal{L}_{-10\%}^{+17\%}$ pour $M_\chi = 1$ TeV, $\mathcal{L}_{-10\%}^{+17\%}$ pour $M_\chi = 2$ TeV et $\mathcal{L}_{-15\%}^{+23\%}$ pour $M_\chi = 3$ TeV.

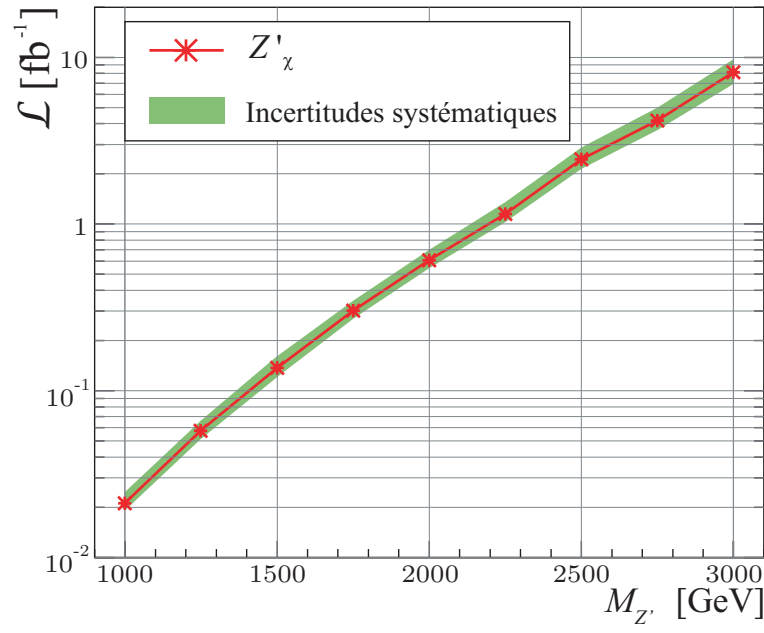


FIG. 8.21: Luminosité intégrée nécessaire pour découvrir un Z'_χ à 5σ . La bande verte correspond aux incertitudes estimées en tenant compte des erreurs systématiques présentées au paragraphe 8.4.3.

Ce ne serait pourtant pas si bête s'il y avait quelque chose pour différencier les bons des méchants.

Louis-Ferdinand Céline, *“Le voyage au bout de la nuit”*.

9

Méthode de recherche d'un Z' et vers une discrimination du modèle

9.1 Méthode de recherche d'un Z'

La méthode que nous avons utilisée pour estimer le potentiel de découverte (voir § 8.1.2), pourra également être utilisée sur les futures données pour effectuer une recherche d'un signal Z' . Vu le faible temps de calcul nécessaire à cette méthode pour fournir la signification d'une hypothèse “signal” ($\gamma/Z/Z'$) par rapport à l'hypothèse “bruit de fond” (γ/Z), il est possible de confronter les données expérimentales à un grand nombre d'hypothèses Z' différentes. Il devient alors possible, en utilisant les paramètres phénoménologiques des Z' , d'effectuer une recherche en fonction de la masse $M_{Z'}$ ainsi que de la largeur $\Gamma_{Z'}$.

Afin de tester l'efficacité d'une telle recherche, nous avons utilisé différentes hypothèses “signal” basées sur un Z' générique défini par sa masse $M_{Z'}$ et sa largeur $\Gamma_{Z'}$. Les deux autres paramètres ont été fixés à $\mathcal{A}_{\text{Peak}} = 300$ et $\mathcal{A}_{\text{Interf}} = 0$.

Nous nous sommes placés dans le cadre des premières données et avons recherché une mise en évidence à 3σ d'hypothèses “signal” avec une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

9.1.1 Principe de l'analyse

La méthode de recherche que nous proposons consiste à estimer la signification statistique correspondant aux données expérimentales confrontées à différentes hypothèses “signal” ($\gamma/Z/Z'$) en ne considérant comme seul bruit de fond que le processus DY (γ/Z). Pour ce faire, nous proposons une méthode en aveugle qui consiste à balayer différentes masses $M_{Z'}$ et différentes largeurs $\Gamma_{Z'}$ pour un Z' générique de $\mathcal{A}_{\text{Peak}} = 300$ et $\mathcal{A}_{\text{Interf}} = 0$,

puis à s'intéresser à la signification maximum obtenue parmi l'ensemble des significances correspondant à chaque hypothèse Z' testée. Une étude MC nous a permis de montrer que cette signification maximum constitue un estimateur statistique efficace renseignant sur la présence d'un Z' de $M_{Z'}$ et de largeur $\Gamma_{Z'}$ dans un lot de données.

Les masses $M_{Z'}$ que nous avons parcourues vont de 1 TeV à 3 TeV par pas de 10 GeV, et les largeurs $\Gamma_{Z'}$ sont définies par rapport à la masse comme $\Gamma_{Z'} = R \times M_{Z'}$, avec R variant de 0.2% à 10% par pas de 0.2%.

Dans certains cas (grandes masses et petites largeurs), une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} n'est pas suffisante pour mettre en évidence à 3σ l'expérience médiane du Z' testé. Il n'est alors pas intéressant de rechercher une évidence dans des données en faisant l'hypothèse d'un Z' qui ne peut pas être mis en évidence. Nous avons donc veillé à ne parcourir que le sous-espace correspondant aux Z' génériques accessibles avec une luminosité intégrée inférieure à 1 fb^{-1} . Ce sous-espace est présenté sur la figure 9.1 pour le Z' générique utilisé ($\mathcal{A}_{\text{Peak}} = 300$ et $\mathcal{A}_{\text{Interf}} = 0$).

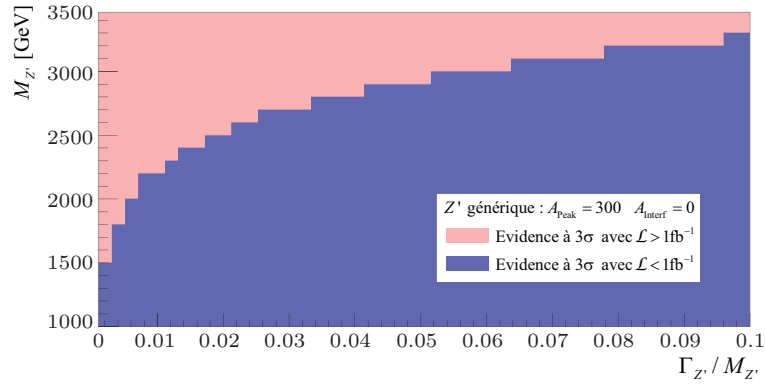


FIG. 9.1: Intervalle en masse $M_{Z'}$ et en largeur $\Gamma_{Z'}$ pour lequel l'expérience médiane d'un Z' générique de $\mathcal{A}_{\text{Peak}} = 300$ et $\mathcal{A}_{\text{Interf}} = 0$ peut être mis en évidence 3σ avec une luminosité intégrée $\mathcal{L} < 1 \text{ fb}^{-1}$ (bleu foncé) où $\mathcal{L} > 1 \text{ fb}^{-1}$ (rose).

Étude Monte-Carlo

L'expérience n'ayant pas encore démarré, nous ne possédons pas de données expérimentales pour effectuer une recherche. Il est toutefois indispensable, en vue de l'analyse des premières données, d'étudier plus précisément les performances de cette méthode. Pour cela, grâce au faible temps de calcul qu'elle nécessite, il est possible de réaliser cette analyse sur un grand nombre de pseudo-expériences correspondant à 1 fb^{-1} , fabriquées à partir des prédictions obtenues au niveau reconstruit par la paramétrisation (8.4).

Nous avons ainsi mis en place un outil Monte-Carlo basé sur 50 000 pseudo-expériences, qui nous a permis d'interpréter les résultats et de quantifier l'efficacité de cette méthode de recherche.

À titre d'exemple, la figure 9.2 présente une pseudo-expérience correspondant à 1 fb^{-1} pour le processus γ/Z (9.2-a) et pour le processus $\gamma/Z/Z'$ avec un Z'_χ de masse $M_{Z'_\chi} = 2.5 \text{ TeV}$ (9.2-b).

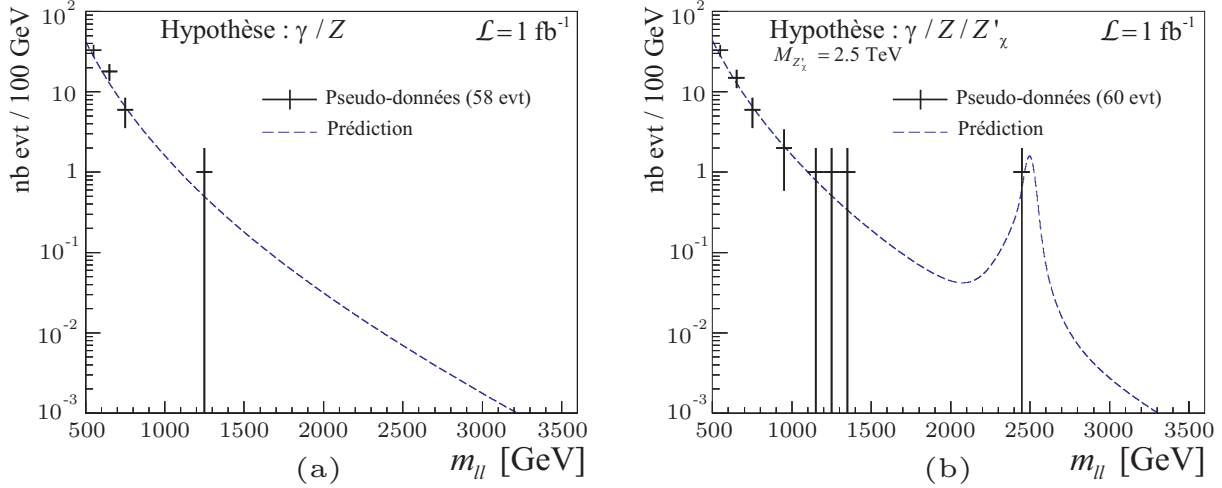


FIG. 9.2: Une pseudo-expérience particulière correspondant à 1 fb^{-1} dans l'hypothèse “bruit de fond” (a) et dans l'hypothèse “signal” (Z'_χ à 2.5 TeV) (b). Le trait tireté correspond aux prédictions théoriques.

9.1.2 Effet “Look Elsewhere”

Un signal possédant une signification S_σ a, par définition, une probabilité bien définie d'être confondu avec du bruit de fond. Par exemple, dans le cas d'une évidence à 3σ ($S_\sigma = 3$), cette probabilité vaut $p_{3\sigma} = 2.7 \times 10^{-3}$. Dans le cas où l'on considère un grand nombre de signaux possibles possédant une signification de S_σ , la probabilité de confondre au moins l'un de ces signaux avec du bruit de fond va nécessairement augmenter. Cette nouvelle probabilité dépend du type d'analyse effectuée pour la recherche du Z' et il devient nécessaire d'étudier cet effet avant de mener une analyse destinée à la mise en évidence ou la découverte d'un signal dans des données expérimentales.

Afin de quantifier cet effet, appelé effet *Look Elsewhere*, dans le cas de notre méthode d'analyse, nous avons généré 50 000 pseudo-expériences correspondant à l'hypothèse “bruit de fond” (γ/Z) puis, pour chacune de ces pseudo-expériences, nous avons estimé la signification statistique maximale obtenue en confrontant chaque pseudo-expérience avec les Z' génériques correspondant au sous-espace présenté sur la figure 9.1. La distribution de probabilité des significances maximales ainsi obtenues est présentée sur la figure 9.3. L'intégration d'une fonction d'ajustement exponentielle nous permet d'obtenir les différentes probabilités correspondant à cette méthode de recherche.

Le tableau 9.1 récapitule les résultats pour différents nombres de σ en prenant en compte l'effet *Look Elsewhere*.

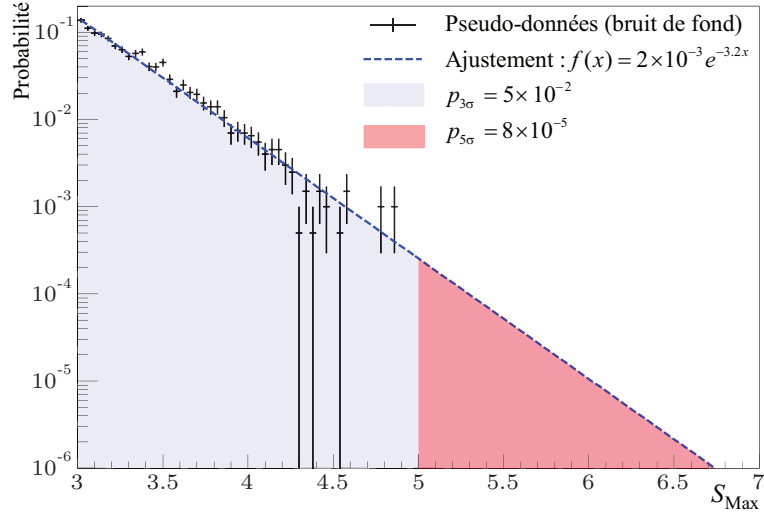


FIG. 9.3: Significane statistique maximale obtenue en recherchant un Z' générique de masse et de largeur variable dans des pseudo-expériences correspondant à l'hypothèse bruit de fond. On constate que pour 5% des pseudo-expériences, la signifiacne maximum obtenue dépasse 3σ . Ceci met en évidence l'effet Look Elsewhere.

	3σ	4σ	5σ	6σ	7σ
Sans <i>Look Elsewhere</i>	2.7×10^{-3}	6.3×10^{-5}	5.7×10^{-7}	2×10^{-9}	2.5×10^{-12}
Avec <i>Look Elsewhere</i>	5×10^{-2}	2×10^{-3}	8×10^{-5}	3×10^{-6}	10^{-7}

TAB. 9.1: Probabilités correspondant à différents nombres de σ . La première ligne indique les valeurs sans effet Look Elsewhere (valeurs de définition), la seconde les valeurs obtenues en prenant en compte l'effet Look Elsewhere. Notons que ces estimations proviennent de l'extrapolation de l'ajustement exponentiel ad-hoc et ne renseignent que sur les ordres de grandeur. Des valeurs plus précises nécessiteraient une étude avec beaucoup plus de statistique.

On constate alors que dans le cas d'une recherche d'évidence de Z' nous avons avec cette méthode, environ 5% de chance de mettre en évidence avec $S_{max} > 3$ un Z' dans 1 fb^{-1} de données expérimentale qui n'en contiennent pas. Le critère $S_{max} > 3$ correspond en fait à une mise en évidence à 95% de niveau de confiance.

9.1.3 Recherche d'une évidence de Z' et estimation de sa masse

Nous venons de voir que la méthode de recherche basée sur un balayage de la masse et de la largeur d'un Z' générique a une probabilité relativement faible de confondre du "bruit de fond" avec du "signal". Il est cependant nécessaire, afin de conclure sur la pertinence de la méthode, de vérifier qu'au contraire, la probabilité de mettre en évidence du "signal" sur un "bruit de fond" est suffisamment grande pour être intéressante. Il est également important d'estimer quelle est la qualité de l'estimateur sur la masse et la largeur du Z' .

Pour cela, nous avons généré deux lots de 50 000 pseudo-expériences correspondant, l'un à un Z'_χ , l'autre à un Z'_{SSM} , tous deux à $M_{Z'} = 2.5$ TeV. Les paramètres phénoménologiques de ces Z' pourront être trouvés dans le tableau 5.1

Une analyse utilisant l'expérience médiane (similaire à celle présentée au § 8.2.3) indique que ces deux Z' peuvent être mis en évidence à 95 % de niveau de confiance avec une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

L'étude MC basée sur les lots de pseudo-expériences nous permet de conclure quant à la probabilité de mettre en évidence de tels Z' en supposant qu'ils existent dans les données expérimentales. Nous avons balayé l'espace de paramètre du Z' générique présenté sur la figure 9.1 et nous nous sommes intéressés au couple $(M_{Z'}, \Gamma_{Z'})$ qui retourne la plus grande signification pour chacune des $2 \times 50\,000$ pseudo-expériences.

Les résultats permettent une estimation intéressante de la masse du Z' contenu dans les pseudo-expériences. La figure 9.4 présente la distribution des masses du Z' générique qui maximisent la signification (9.4-a pour le Z'_χ à 2.5 TeV et 9.4-b pour le Z'_{SSM} à 2.5 TeV).

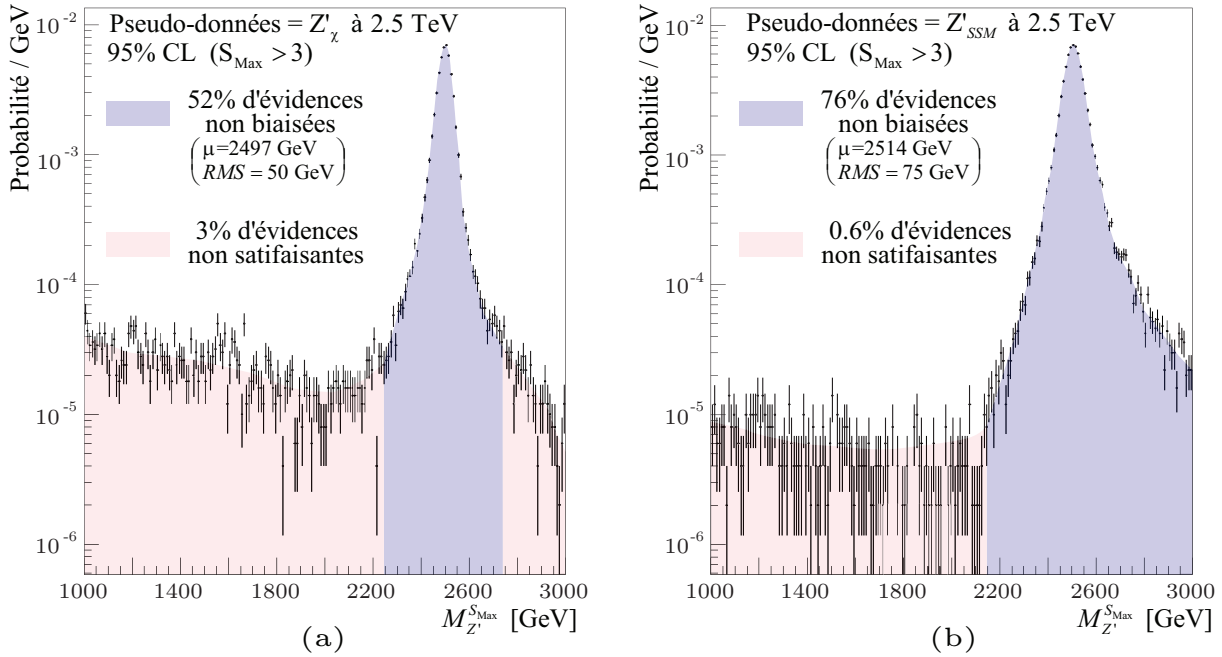


FIG. 9.4: (a) - Significance maximum obtenue en recherchant un Z' générique de masse et de largeur variable dans des pseudo-expériences correspondant à une hypothèse Z'_χ à 2.5 TeV. On constate que 52% des pseudo-expériences correspondent à des évidences non biaisées avec une masse moyenne de 2497 GeV et un écart type de 50 GeV et que 45% des pseudo-expériences ne permettent pas de mise en évidence. (b) - Même chose pour une hypothèse Z'_{SSM} à 2.5 TeV. Dans ce cas on constate que 76% des pseudo-expériences correspondent à des évidences non biaisées avec une masse moyenne de 2514 GeV et un écart type de 75 GeV et que 23% des pseudo-expériences ne permettent pas de mise en évidence.

On constate que pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} , si les données expérimentales contiennent un Z'_χ à 2.5 TeV, nous avons une probabilité de 52% de le mettre en évidence à 95% de niveau de confiance¹ et d'estimer sa masse avec une précision de l'ordre de 50 GeV. L'exemple du Z'_{SSM} est similaire avec une probabilité de 76% pour une évidence et une précision de l'ordre de 75 GeV sur la masse.

Les résultats similaires obtenus en faisant varier la largeur ne permettent pas une estimation correcte de la largeur naturelle du Z' .

On peut cependant conclure que cet outil nous a permis de quantifier la probabilité de découvrir un Z' au LHC et que la méthode de recherche utilisant la signification maximum comme estimateur est capable de fournir des renseignements précis sur l'existence et la masse d'un éventuel Z' dans des données expérimentales. Il sera très intéressant d'effectuer cette analyse avec les premières données du LHC.

9.2 Vers une discrimination du modèle théorique : étude de la rapidité

Comme nous l'avons déjà mentionné dans la section 5.4.2, la rapidité du Z' dépend des différents couplages aux quarks et des fonctions de distribution de partons. Nous nous sommes intéressés uniquement à la rapidité du Z' au pic du Z' ($M_U = M_{Z'}$) pour laquelle la distribution est donnée par l'équation (5.11).

Les distributions en rapidité Y_u , Y_d et Y_s des Z' provenant uniquement de collisions $u\bar{u} \rightarrow Z'$, $d\bar{d} \rightarrow Z'$ ou $s\bar{s} \rightarrow Z'$ ne dépendent du Z' que par sa masse. Leurs formes sont fixées par les PDF et sont différentes pour chaque saveur de quarks.

Nous avons alors utilisé ces différences de forme pour étudier la possibilité d'extraire d'une distribution en rapidité $Y_{Z'}$ d'un Z' , les proportions $P_{u\bar{u} \rightarrow Z'}$, $P_{d\bar{d} \rightarrow Z'}$ et $P_{s\bar{s} \rightarrow Z'}$ de processus $q\bar{q} \rightarrow Z'$ avec $q = u, d$ ou s .

Ces proportions $P_{q\bar{q} \rightarrow Z'}$ dépendent des proportions de collisions $P_{q\bar{q}}$ présentées sur la figure 5.10 mais également des couplages du Z' aux quarks *via* le terme $D_{Z',Z'}^{qe}$ de l'équation (4.13). L'estimation des quantités $P_{q\bar{q} \rightarrow Z'}$ permet alors d'obtenir des renseignements sur les couplages du Z' .

L'analyse que nous avons effectuée utilise des lots d'événements issus d'une simulation complète du détecteur ATLAS. Ceci nous a permis de tester cette analyse au niveau de la génération ainsi qu'après reconstruction par le détecteur.

9.2.1 Les événements générés et la simulation complète

Nous disposons de quatre lots d'événements correspondant à quatre Z' différents : SSM , ψ , χ , LR , d'une masse de $M_{Z'} = 1.5 \text{ TeV}$. Ces événements ont été générés avec PYTHIA 6.2 [51] dans le cadre d'ATHENA 7.0.2. La simulation du détecteur a été

¹En tenant compte de l'effet *Look Elsewhere* présenté dans la section 9.1.2.

effectuée avec GEANT 3 et ATHENA 7.0.0 au CERN dans le cadre du “Data Challenge 1”. Seules les particules de pseudo-rapidity comprise entre -2.5 et 2.5 ont été considérées et la reconstruction des électrons a été faite de manière analogue à ce qui a été présenté au paragraphe 7.2.

Les fonctions de distribution de partons dans le proton proviennent de la bibliothèque CTEQ6M. Il a été produit 20000 événements pour chaque modèle, de façon à avoir environ 10000 événements aux alentours du pic de la résonance. Le tableau 9.2 regroupe les différentes caractéristiques des événements générés, la luminosité intégrée (\mathcal{L}), la section efficace (σ_U) et la coupure en masse invariante M_U .

$M_{Z'} = 1.5 \text{ TeV}$	$\int \mathcal{L}(\text{fb}^{-1})$	Section efficace (fb)	M_U minimum (GeV)
SSM	122.	164.5	500
ψ	160.	125.	500
χ	131.	153.	500
LR	135.	148.5	500

TAB. 9.2: Luminosité intégrée, section efficace et coupure sur la masse invariante pour les différents lots d'événements générés.

Les distributions en rapidité des Z' normalisées à l'unité sont présentées sur la figure 9.5 pour l'ensemble des modèles utilisés au niveau généré et reconstruit.

La forme de ces distributions dépend des quantités $P_{q\bar{q}\rightarrow Z'}$ qui sont définies par les fonctions de distribution de parton et les couplages du Z' aux quarks. Les valeurs de $P_{q\bar{q}\rightarrow Z'}$ obtenues à partir des simulations sont présentées dans le tableau 9.3.

$M = 1500 \text{ GeV}$		SSM	ψ	χ	LR
Valeurs à la génération	$P_{u\bar{u}\rightarrow Z'}$	0.55 ± 0.009	0.62 ± 0.011	0.24 ± 0.007	0.48 ± 0.010
	$P_{d\bar{d}\rightarrow Z'}$	0.41 ± 0.008	0.34 ± 0.008	0.70 ± 0.010	0.48 ± 0.010
	$P_{s\bar{s}\rightarrow Z'}$	0.04 ± 0.002	0.03 ± 0.002	0.05 ± 0.002	0.04 ± 0.002
Valeurs à la reconstruction	$P_{u\bar{u}\rightarrow Z'}$	0.53 ± 0.013	0.61 ± 0.016	0.22 ± 0.009	0.46 ± 0.014
	$P_{d\bar{d}\rightarrow Z'}$	0.43 ± 0.011	0.36 ± 0.011	0.72 ± 0.020	0.49 ± 0.014
	$P_{s\bar{s}\rightarrow Z'}$	0.04 ± 0.003	0.04 ± 0.003	0.06 ± 0.004	0.05 ± 0.004

TAB. 9.3: Proportion de processus $P_{q\bar{q}\rightarrow Z'}$ avec $q = u, d$ ou s au niveau génération et après reconstruction par le détecteur.

Notons que ces valeurs ne sont pas identiques au niveau généré et reconstruit du fait que l'efficacité de sélection des électrons dépend de la saveur des quarks initiaux. Le processus $u\bar{u} \rightarrow Z'$ va produire plus d'électrons vers l'avant, ces électrons risquent alors d'échapper au détecteur et il devient logique que la proportion $P_{u\bar{u}\rightarrow Z'}$ observée par le détecteur soit plus faible que celle prédite par la génération.

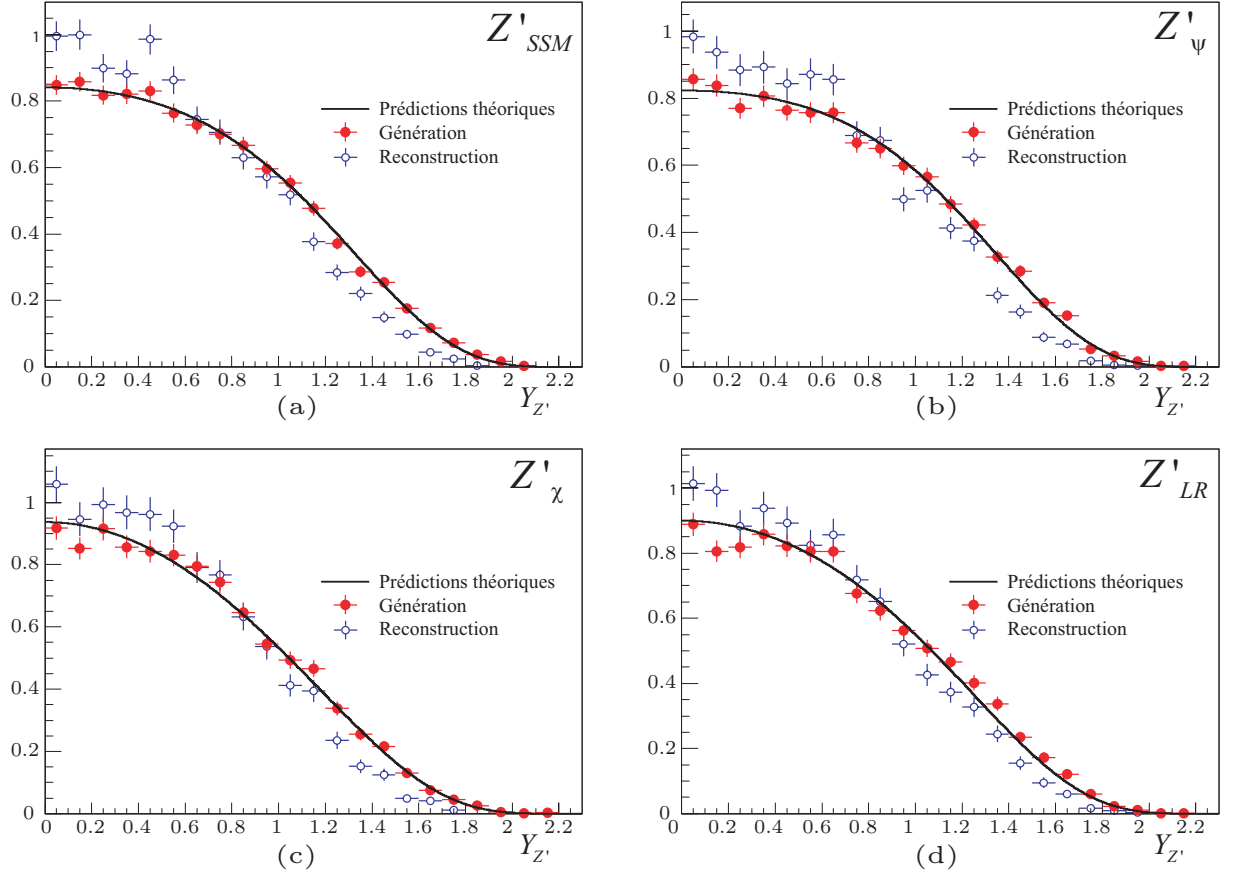


FIG. 9.5: Distribution de la rapidité des différents Z' considérés (Z'_{SSM} (a), Z'_{ψ} (b), Z'_{χ} (c), Z'_{LR} (d)) calculée sur le pic du Z' . Les courbes correspondent aux prédictions obtenues avec l'expression (5.11), les cercles pleins aux prédictions de Pythia à la génération et les cercles vides aux prédictions après reconstruction des événements par le détecteur.

9.2.2 Le principe de l'analyse

L'analyse est basée sur le fait que les distributions en rapidité Y_u , Y_d et Y_s des Z' provenant de collisions $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$ sont fixées par les PDF de manière indépendante du Z' . Elles s'écrivent de la manière suivante (voir § 5.4.2) :

$$Y_q(Y) \propto f_q(x_1, \hat{s})f_{\bar{q}}(x_2, \hat{s}) + f_q(x_2, \hat{s})f_{\bar{q}}(x_1, \hat{s}) \quad (9.1)$$

avec $q = u, d$ ou s ; et

$$x_1 = \sqrt{\frac{\hat{s}}{S}}e^Y \quad \text{et} \quad x_2 = \sqrt{\frac{\hat{s}}{S}}e^{-Y} \quad \text{avec} \quad \hat{s} = M_{Z'}^2. \quad (9.2)$$

La figure 9.6 présente ces prédictions théoriques pour les distributions Y_q ainsi que les résultats obtenus avec la simulation d'événements au niveau généré.

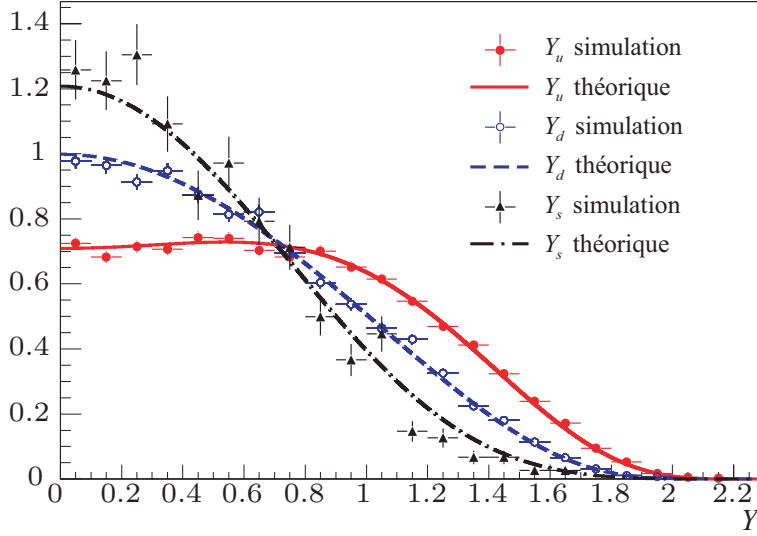


FIG. 9.6: Distribution en rapidité pour les événements $q\bar{q} \rightarrow Z'$ pour $q = u, d$ et s . Les courbes correspondent aux prédictions théoriques et les histogrammes aux événements générés avec Pythia pour les différents Z' considérés.

Les histogrammes correspondent à la somme de toutes les contributions $q\bar{q} \rightarrow Z'$ avec $q = u, d$ ou s obtenus pour les différents Z' que nous avons simulés.

La distribution en rapidité $Y_{Z'}$ d'un Z' peut s'écrire comme une combinaison linéaire de ces distributions Y_q :

$$\left. \frac{d\sigma}{dY} \right|_{Z'} \propto P_{u\bar{u} \rightarrow Z'} Y_u + P_{d\bar{d} \rightarrow Z'} Y_d + P_{s\bar{s} \rightarrow Z'} Y_s \quad (9.3)$$

et les coefficients $P_{q\bar{q} \rightarrow Z'}$ correspondant à chaque Y_q sont directement reliés au couplage du Z' au quark q ainsi qu'aux proportions $P_{q\bar{q}}$ de collisions lors d'une collision pp (voir figure 5.10) :

$$P_{q\bar{q} \rightarrow Z'} \propto D_{Z'Z'}^{qe} \times P_{q\bar{q}} \quad (9.4)$$

Estimation des $P_{q\bar{q} \rightarrow Z'}$

Nous proposons alors d'effectuer un ajustement de la distribution en rapidité $Y_{Z'}$ avec une combinaison linéaire des différentes distributions Y_q de manière à estimer les proportions $P_{q\bar{q} \rightarrow Z'}$ avec $q = u, d$ ou s .

Nous avons alors testé deux méthodes d'analyse possibles : l'une en ne considérant que les contributions des quarks $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ et en négligeant les contributions $s\bar{s}$. Dans ce cas,

la fonction utilisée lors de l'ajustement ne possède qu'un seul paramètre α et s'écrit :

$$f(Y) = \alpha \times Y_u(Y) + (1 - \alpha) \times Y_d(Y) \quad (9.5)$$

La deuxième étude consiste à ne pas négliger les contributions des quarks $s\bar{s}$ ce qui induit une fonction d'ajustement à deux paramètres α et β de la forme :

$$f(Y) = \alpha \times Y_u(Y) + \beta \times Y_d(Y) + (1 - \alpha - \beta) \times Y_s(Y) \quad (9.6)$$

9.2.3 Étude Monte Carlo

À partir des distributions $Y_{Z'}$ (présentées sur la figure 9.5) obtenues *via* des simulations, nous avons fabriqué 10 000 pseudo-distributions compatibles pour chaque modèle de Z' que nous avons simulé. Ces pseudo-distributions nous ont servi de base pour une étude MC visant à estimer les performances de cette méthode. Nous avons pu comparer les résultats obtenus avec et sans la contribution des quarks $s\bar{s}$ au niveau généré et reconstruit.

Analyse au niveau généré

La figure 9.7 présente les proportions $P_{u\bar{u} \rightarrow Z'} = \alpha$, $P_{d\bar{d} \rightarrow Z'} = \beta$ et $P_{s\bar{s} \rightarrow Z'} = 1 - \alpha - \beta$ obtenues par un ajustement des 10000 pseudo-distributions avec la fonction (9.6). Les figures 9.7-a correspondent au Z'_χ et 9.7-b au Z'_{SSM} .

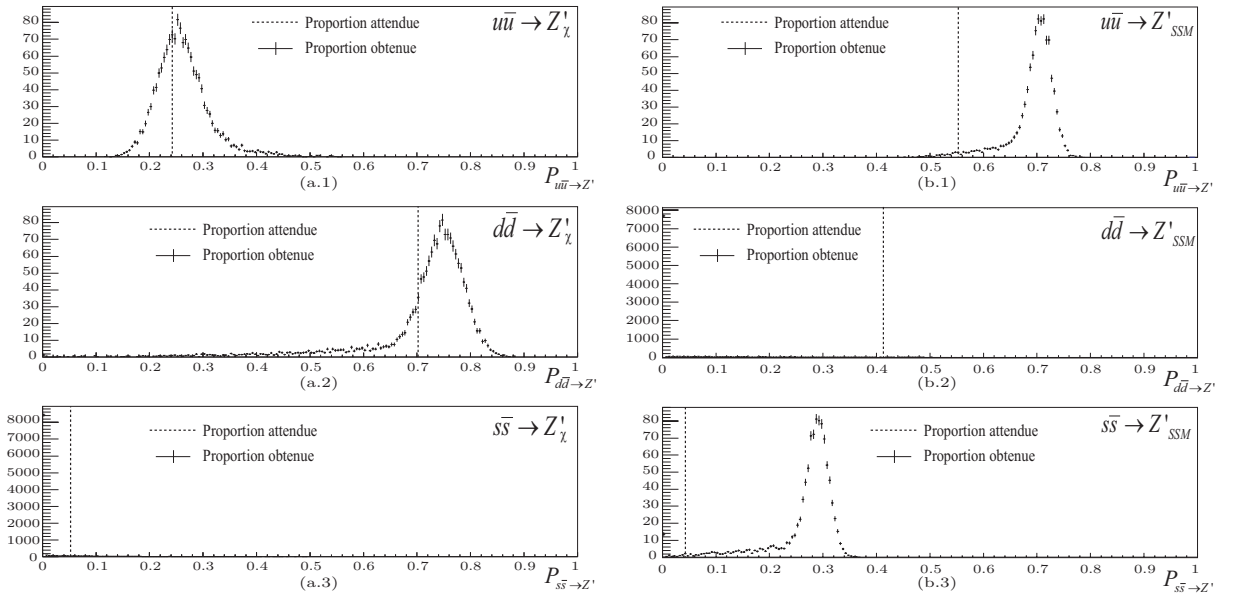


FIG. 9.7: Valeurs des proportions $P_{q\bar{q} \rightarrow Z'}$ obtenues avec un ajustement 10000 pseudo-distributions en rapidité correspondant à un Z'_χ (a) et à un Z'_{SSM} (b). Ces ajustements ont été faits au niveau généré avec la fonction (9.6) qui prend en compte la contribution des quarks s .

On constate que l'ajustement des distributions Y_d et Y_s n'est pas efficace et que selon le cas, le χ^2 minimum de l'ajustement est obtenu en surestimant (cas du Z'_{SSM}) ou en négligeant (cas du Z'_χ) la proportion de $s\bar{s} \rightarrow Z'$. Ceci vient du fait que les distributions Y_d et Y_s ne sont pas assez différentes pour être utilisées de manière efficace dans l'ajustement.

Nous avons donc procédé au même type d'ajustement en négligeant la proportion $P_{s\bar{s} \rightarrow Z'}$. La figure 9.8 présente à titre d'exemple les ajustements obtenus au niveau généré pour une pseudo-distribution correspondant au Z'_χ (9.8-a) et Z'_{SSM} (9.8-b).

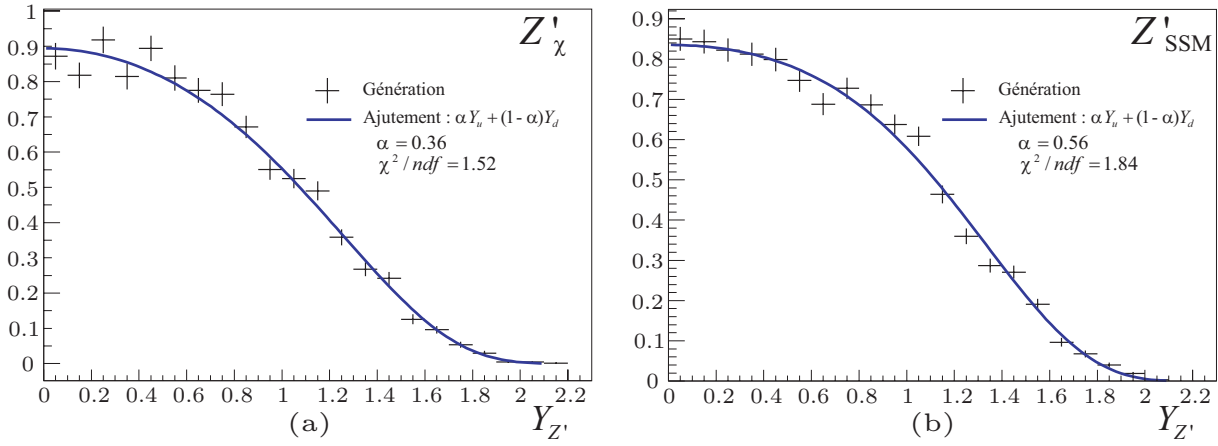


FIG. 9.8: Cas particulier de l'ajustement d'une pseudo-distribution correspondant à un Z'_χ (a) et à un Z'_{SSM} (b) avec la fonction (9.5) qui ne prend pas en compte la contribution des quarks s .

L'ensemble des proportions $P_{u\bar{u} \rightarrow Z'} = \alpha$ et $P_{d\bar{d} \rightarrow Z'} = 1 - \alpha$ obtenues pour les 10 000 pseudo-distributions est présenté sur la figure 9.9-a pour le Z'_χ et 9.9-b pour le Z'_{SSM} .

On constate que les résultats présentent un biais dû aux événements $s\bar{s} \rightarrow Z'$ qui ne peuvent pas être pris en considération. Cependant, la valeur attendue théoriquement est toujours compatible à 1σ avec la distribution des valeurs ajustées. Cette méthode permet alors une estimation des valeurs $P_{u\bar{u} \rightarrow Z'}$ et $P_{d\bar{d} \rightarrow Z'}$ à une dizaine de pourcent près. Ces résultats sont encourageants et incitent à étudier le fonctionnement de cette méthode au niveau reconstruit. Les résultats obtenus au niveau généré pour l'ensemble des Z' étudiés sont présentés dans le tableau 9.4.

Analyse au niveau reconstruit

Afin de conduire cette analyse au niveau reconstruit, nous avons négligé les événements $s\bar{s} \rightarrow Z'$ et nous avons utilisé les distributions Y_u et Y_d pondérées par les efficacités de reconstruction $\text{Eff}_{q\bar{q} \rightarrow Z'}$ des événements $u\bar{u} \rightarrow Z'$ et $d\bar{d} \rightarrow Z'$ en fonction de la rapidité.

Ces efficacités sont obtenues à partir de la simulation complète, elles correspondent au rapport des distributions générées et reconstruites. La figure 9.10 présente ces efficacités pour les événements $u\bar{u} \rightarrow Z'$ et $d\bar{d} \rightarrow Z'$ en fonction de la rapidité.

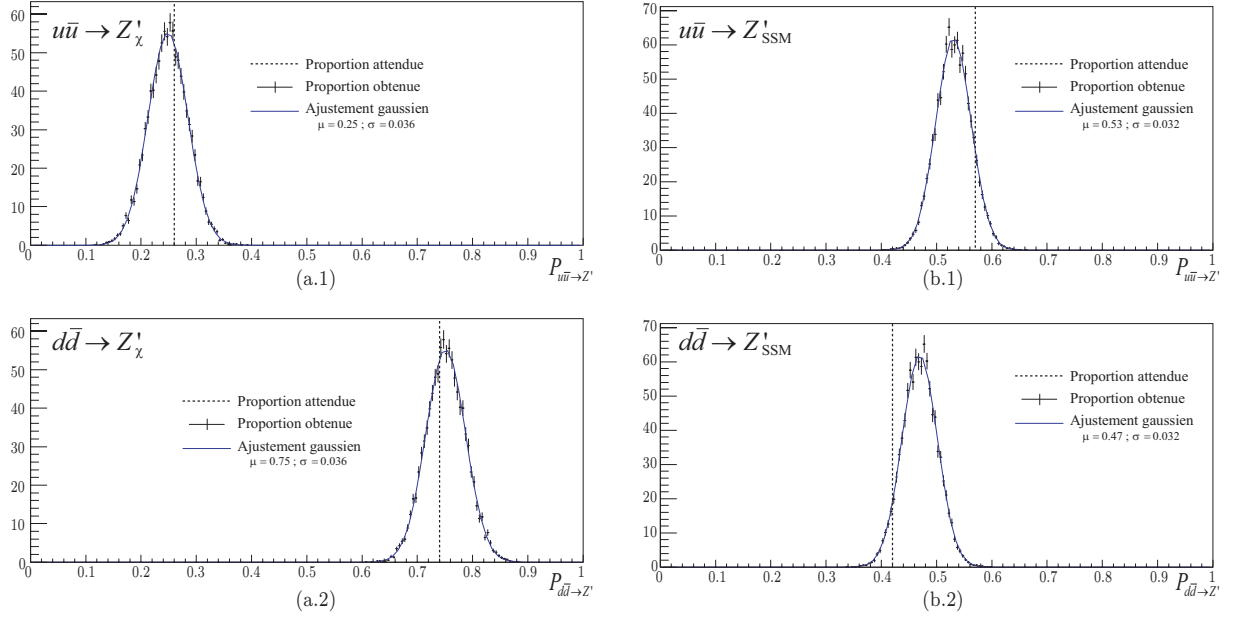


FIG. 9.9: Valeurs des proportions $P_{q\bar{q} \rightarrow Z'}$ obtenues avec un ajustement 10000 pseudo-distributions en rapidité correspondant à un Z'_χ (a) et à un Z'_{SSM} (b). Ces ajustements ont été faits au niveau généré avec la fonction 9.5 qui ne prend pas en compte la contribution des quarks s .

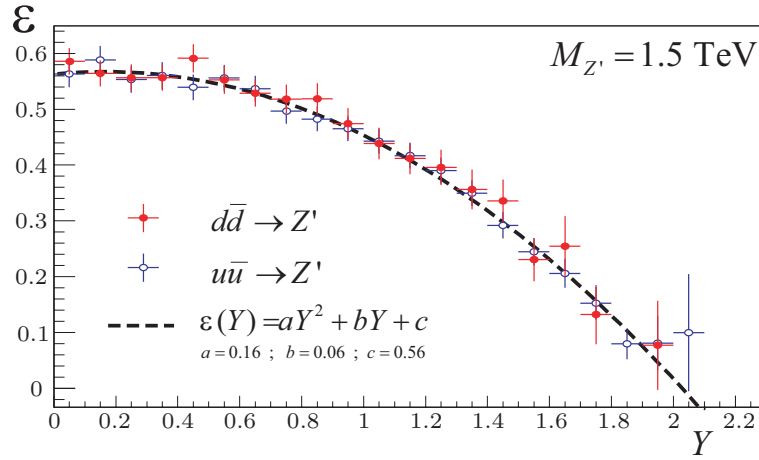


FIG. 9.10: Efficacité de reconstruction en fonction de la rapidité du Z' pour les événements $u\bar{u} \rightarrow Z'$ (cercle vide) et pour les événements $d\bar{d} \rightarrow Z'$ (rond). La courbe correspond à un ajustement avec un polynôme du second ordre.

On peut constater que ces deux distributions sont compatibles, ce qui était attendu, vu que l'efficacité de sélection ne dépend que de la pseudo-rapacité des électrons (pour des électrons de même énergie) et que cette pseudorapacité est directement corrélée à la rapidité $Y_{Z'}$ du Z' .

La fonction d'ajustement que nous avons utilisée s'écrit sous la forme :

$$f(Y) = \alpha \times \epsilon(Y) \times Y_u(Y) + (1 - \alpha) \times \epsilon(Y) \times Y_d(Y) \quad (9.7)$$

où les distributions $\epsilon_q(Y) \times Y_q(Y)$ sont normalisées à l'unité.

Les résultats obtenus pour les ajustements des 10000 pseudo-distributions du Z'_χ et du Z'_{SSM} sont présentés sur la figure 9.11.

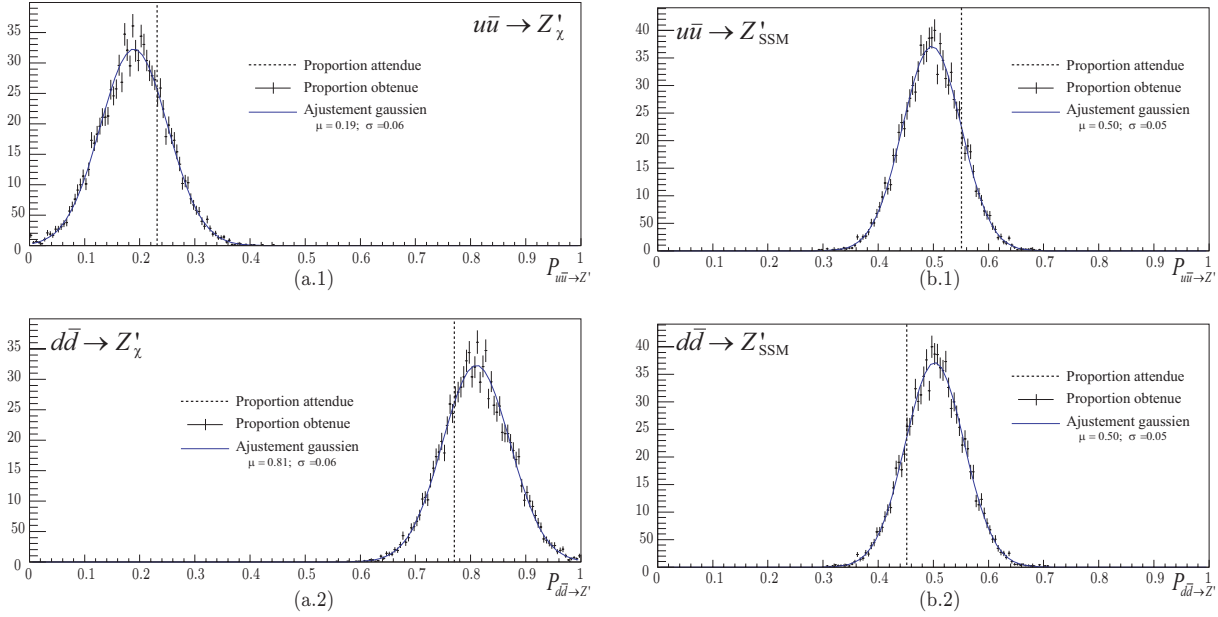


FIG. 9.11: Valeurs des proportions $P_{q\bar{q} \rightarrow Z'}$ obtenues avec un ajustement 10000 pseudo-distributions en rapidité correspondant à un Z'_χ (a) et à un Z'_{SSM} (b). Ces ajustements ont été faits au niveau reconstruit avec la fonction (9.7) qui ne prend pas en compte la contribution des quarks s .

On constate qu'il existe toujours le biais dû aux événements $s\bar{s} \rightarrow Z'$ qui ne sont pas pris en compte mais ces résultats sont compatibles à 1σ avec les valeurs attendues théoriquement.

Le tableau 9.4 résume les différents résultats au niveau généré ainsi que reconstruit pour les différents modèles que nous avons simulés. Dans ce cas où l'on néglige les collisions $s\bar{s}$, on ne s'attend pas à retrouver les proportions présentées dans le tableau 9.3. C'est pourquoi les proportions attendues $P_{u\bar{u} \rightarrow Z'}$ et $P_{d\bar{d} \rightarrow Z'}$ affichées dans le tableau 9.4 et dans les figures 9.11 correspondent en fait aux proportions relatives de collisions $u\bar{u} \rightarrow Z'$ et $d\bar{d} \rightarrow Z'$.

Ces résultats sont encourageants et montrent qu'il devrait être possible d'estimer les proportions $P_{u\bar{u} \rightarrow Z'}$ et $P_{d\bar{d} \rightarrow Z'}$ avec une précision de l'ordre d'une dizaine de pourcents avec une luminosité intégrée de l'ordre de 100 fb^{-1} pour des Z' d'une masse de 1.5 TeV.

$M = 1500 \text{ GeV}$		SSM	ψ	χ	LR
Génération					
Valeurs attendues	$P_{u\bar{u} \rightarrow Z'}$	0.57 ± 0.01	0.65 ± 0.01	0.26 ± 0.01	0.50 ± 0.01
	$P_{d\bar{d} \rightarrow Z'}$	0.42 ± 0.01	0.35 ± 0.01	0.74 ± 0.01	0.50 ± 0.01
Valeurs ajustées	$P_{u\bar{u} \rightarrow Z'}$	0.53 ± 0.03	0.64 ± 0.04	0.25 ± 0.04	0.48 ± 0.04
	$P_{d\bar{d} \rightarrow Z'}$	0.47 ± 0.03	0.36 ± 0.04	0.75 ± 0.04	0.52 ± 0.04
Reconstruction					
Valeurs attendues	$P_{u\bar{u} \rightarrow Z'}$	0.55 ± 0.02	0.63 ± 0.02	0.23 ± 0.02	0.48 ± 0.02
	$P_{d\bar{d} \rightarrow Z'}$	0.45 ± 0.02	0.37 ± 0.02	0.77 ± 0.02	0.52 ± 0.02
Valeurs ajustées	$P_{u\bar{u} \rightarrow Z'}$	0.50 ± 0.05	0.62 ± 0.06	0.19 ± 0.06	0.51 ± 0.06
	$P_{d\bar{d} \rightarrow Z'}$	0.50 ± 0.05	0.37 ± 0.06	0.81 ± 0.06	0.49 ± 0.06

TAB. 9.4: Proportions P_u , P_d et P_s obtenues pour les différents modèles étudiés.

*Elle a fait son devoir ! C'est-à-dire que oncques
Elle n'eut de souhait impossible, elle n'eut
Aucun rêve de lune, aucun désir de jonque
L'emportant sans rameurs sur un fleuve inconnu.*

*Et tous sont ainsi faits ! Vivre la même vie
Toujours pour ces gens-là cela n'est point hideux
Ce canard n'a qu'un bec, et n'eut jamais envie
Ou de n'en plus avoir ou bien d'en avoir deux.*

[...]

Regardez-les passer ! Eux, ce sont les sauvages.

[...]

*Ils vont, par l'étendue ample, rois de l'espace.
Là-bas, ils trouveront de l'amour, du nouveau.
Là-bas, un bon soleil chauffera leur carcasse
Et fera se gonfler leur coeur et leur cerveau.*

*Là-bas, c'est le pays de l'étrange et du rêve,
C'est l'horizon perdu par delà les sommets,
C'est le bleu paradis, c'est la lointaine grève
Où votre espoir banal n'abordera jamais.*

Jean Richépin, *“Les oiseaux de passage”*.

Conclusion

Le travail qui a été présenté dans cette thèse constitue une préparation à l'étude du processus $pp \rightarrow \gamma/Z/Z' \rightarrow e^+e^-$ avec les premières données du détecteur ATLAS. Dans un premier temps, nous avons estimé le potentiel de découverte d'une nouvelle résonance de spin 1 pour deux catégories de modèles.

Les théories faisant intervenir des dimensions supplémentaires prévoient l'existence de nouvelles résonances formées de plusieurs bosons qui correspondent aux excitations de Kaluza-Klein des particules standard. Nous les avons étudiées au travers d'un modèle particulier de type Randall-Sundrum I développé pour répondre au problème de la hiérarchie de masse des fermions. L'analyse utilisant une simulation complète du détecteur ATLAS a permis d'estimer qu'une luminosité intégrée de l'ordre de 10 fb^{-1} devrait être suffisante pour découvrir une telle résonance $\gamma^{(1)}/Z^{(1)}$ à une masse d'environ 3 TeV.

Notre attention s'est cependant davantage portée sur des résonances constituées d'un seul nouveau boson. C'est généralement le cas que prévoient les théories de grande unification basées sur des groupes de symétrie tels que E_6 ou encore $SO(10)$. Nous avons alors développé une paramétrisation du spectre de masse invariante diélectrons basée sur quatre paramètres qui définissent la forme de la résonance indépendamment du cadre théorique du Z' . Il est toutefois possible d'obtenir ces paramètres phénoménologiques à partir de la masse et des couplages théoriques du Z' . Cette paramétrisation fournit

des prédictions sur le spectre de masse invariante, qu'il soit considéré d'un point de vue théorique avec un Z' défini par ses couplages ou bien d'un point de vue plus expérimental où seule la forme de la résonance est accessible. Afin d'améliorer les prédictions obtenues par cette paramétrisation, les corrections QCD d'ordre supérieur ont été calculées dans le cadre d'une resommation NLO/NLL. L'accord entre la paramétrisation et les calculs théoriques a été estimé à environ 4%, ce qui est inférieur aux incertitudes théoriques.

Dans le but d'obtenir des prédictions comparables aux données du détecteur ATLAS, nous avons estimé, *via* une simulation complète du détecteur, les performances obtenues sur la masse invariante diélectron afin de les prendre en considération dans la paramétrisation. L'accord que nous obtenons entre les résultats de la simulation complète et les spectres prédits par la paramétrisation est meilleur que 10%. Le temps de calcul est toutefois considérablement réduit d'un facteur de l'ordre de 10^3 à 10^4 .

Nous avons ensuite couplé ces prédictions à une analyse statistique basée sur la méthode CL_s développée au LEP pour la recherche du Higgs. Afin d'exploiter au maximum la vitesse de calcul des prédictions du spectre de masse invariante, nous avons opté pour un calcul analytique des maximums de vraisemblance utilisant les transformations de Fourier. Ceci nous a permis de calculer les potentiels de découverte de plusieurs Z' provenant de modèles de grande unification. Cette étude nous permet de conclure qu'une luminosité intégrée de l'ordre de 10 fb^{-1} serait suffisante pour découvrir de telles nouvelles résonances à une masse inférieure à 3 TeV. Une étude indépendante du cadre théorique utilisant des Z' génériques définis par leur masse et leur largeur permet de confirmer ce résultat et constitue un guide efficace pour estimer l'ordre de grandeur de la luminosité nécessaire pour la découverte d'une résonance en fonction de sa forme.

Cette méthode de calcul de signification statistique nous a également permis de proposer une technique de recherche de Z' dans les futures données du détecteur ATLAS. Grâce à la rapidité d'exécution de cette analyse, nous avons pu effectuer une étude Monte-Carlo visant à estimer les performances de cette technique de recherche et à quantifier ce que l'on appelle l'effet *Look Elsewhere*. Les résultats montrent qu'il est possible d'effectuer une estimation non-biaisée de la masse de la nouvelle résonance avec une précision de l'ordre de quelques pourcents.

Enfin, en se plaçant dans l'hypothèse où une nouvelle résonance serait découverte, nous avons effectué une analyse basée sur la rapidité du Z' permettant de mesurer le rapport des couplages aux quarks u et d , dans le but de contraindre le modèle sous-jacent à la résonance observée. Les résultats de cette étude menée avec une luminosité intégrée de l'ordre de 100 fb^{-1} montrent que la rapidité du Z' est une observable intéressante pour l'identification du Z' . Une étude combinée avec d'autres observables telles que l'asymétrie avant arrière est alors envisageable.

En conclusion, nous pouvons rappeler que la méthode développée dans ces différents

travaux pour estimer les potentiels de découverte est dédiée à l'étude d'une nouvelle résonance de Z' . Elle peut cependant s'appliquer de manière équivalente pour des résonances de spin 2 telles que les gravitons et peut être modifiée pour prendre en compte des résonances faites de plusieurs bosons, tels que les tours de Kaluza-Klein ou encore certains modèles de techni-couleur.

La paramétrisation rapide du spectre de masse invariante peut aussi être réutilisée dans un autre contexte : elle peut par exemple servir de fonction d'ajustement pour extraire des informations d'une résonance observée. Elle peut également s'adapter à la résonance du Z afin d'effectuer des études Monte-Carlo dédiées à l'estimation des erreurs systématiques liées à la méconnaissance des fonctions de distribution de parton ou des effets de reconstruction du détecteur.



Paramètres et couplages des trois points utilisés pour l'analyse du modèle RSBM

Les charges sont exprimés dans la convention de Pythia, c'est à dire normalisée au couplage du boson Z (voir 4.1.2).

Point A

Quarks		
1 ^{ère} famille	2 ^{ème} famille	3 ^{ème} famille
$c_1^Q = 0.2$	$c_2^Q = 0.2$	$c_3^Q = 0.2$
$c_1^d = 0.728$	$c_2^d = 0.740$	$c_3^d = 0.628$
$c_1^u = 0.62$	$c_2^u = 0.62$	$c_3^u = 0.35$
Leptons		
1 ^{ère} famille	2 ^{ème} famille	3 ^{ème} famille
$c_1^L = -1.5$	$c_2^L = -1.5$	$c_3^L = -1.5$
$c_1^\ell = 0.760$	$c_2^\ell = 0.833$	$c_3^\ell = 0.667$
$c_1^\nu = 1.512$	$c_2^\nu = 1.513$	$c_3^\nu = 1.468$

TAB. A.1: Valeur des paramètres c_i pour le point A du modèle RSBM.

Point A

	$\gamma^{(1)}$		$Z^{(1)}$	
	Vecteur	Axial	Vecteur	Axial
uu	0.808125	0.941903	0.876797	0.876797
cc	0.808592	0.941436	0.877013	0.877013
tt	1.35293	0.397094	1.12883	1.12883
uc	$-8.7487.10^{-6}$	$8.7487.10^{-6}$	$-4.04715.10^{-6}$	$-4.04715.10^{-6}$
ct	0.0159544	-0.0159544	0.0073805	0.0073805
ut	-0.00029875	0.00029875	-0.000138202	-0.000138202
dd	-0.403609	-0.471405	-1.09445	-1.09445
ss	-0.403596	-0.471418	-1.09444	-1.09444
bb	-0.403969	-0.471045	-1.09462	-1.09462
ds	$1.51953.10^{-6}$	$-1.51953.10^{-6}$	$7.02934.10^{-7}$	$7.02934.10^{-7}$
sb	$-2.94518.10^{-6}$	$2.94518.10^{-6}$	$-1.36244.10^{-6}$	$-1.36244.10^{-6}$
db	$-2.17886.10^{-5}$	$2.17886.10^{-5}$	$-1.00794.10^{-5}$	$-1.00794.10^{-5}$
$\nu_e\nu_e$	0.	0.	3.37273	0.
$\nu_\mu\nu_\mu$	0.	0.	3.37273	0.
$\nu_\tau\nu_\tau$	0.	0.	3.37273	0.
$\nu_e\nu_\mu$	0.	0.	$2.22045.10^{-16}$	0.
$\nu_\mu\nu_\tau$	0.	0.	$2.22045.10^{-16}$	0.
$\nu_e\nu_\tau$	0.	0.	$-1.11022.10^{-16}$	0.
ee	-3.27109	-3.27163	-1.85952	-1.85928
$\mu\mu$	-3.27392	$-1.66068.10^{-6}$	-1.85822	$7.68231.10^{-7}$
$\tau\tau$	$-5.19542.10^{-5}$	$-2.05951.10^{-5}$	$2.4034.10^{-5}$	$9.52732.10^{-6}$
$e\mu$	-3.47437	-3.47384	-1.76549	-1.76573
$\mu\tau$	-3.47155	$1.66068.10^{-6}$	-1.76679	$-7.68231.10^{-7}$
$u\tau$	$5.19542.10^{-5}$	$2.05951.10^{-5}$	$-2.4034.10^{-5}$	$-9.52732.10^{-6}$

TAB. A.2: Valeur des charges pour le point A du modèle RSBM.

Point B

Quarks		
1 ^{ère} famille	2 ^{ème} famille	3 ^{ème} famille
$c_1^Q = 0.37$	$c_2^Q = 0.37$	$c_3^Q = 0.37$
$c_1^d = 0.716$	$c_2^d = 0.728$	$c_3^d = 0.615$
$c_1^u = 0.607$	$c_2^u = 0.607$	$c_3^u = 0.050$
Leptons		
1 ^{ère} famille	2 ^{ème} famille	3 ^{ème} famille
$c_1^L = 0.200$	$c_2^L = 0.200$	$c_3^L = 0.261$
$c_1^\ell = 0.737$	$c_2^\ell = 0.696$	$c_3^\ell = 0.647$
$c_1^\nu = 1.496$	$c_2^\nu = 1.503$	$c_3^\nu = 1.463$

TAB. A.3: Valeur des paramètres c_i pour le point B du modèle RSBM.

Point B

	$\gamma^{(1)}$		$Z^{(1)}$	
	Vecteur	Axial	Vecteur	Axial
uu	0.349288	0.482182	0.400545	0.400545
cc	0.350147	0.481322	0.400943	0.400943
tt	1.58733	-0.755861	0.973264	0.973264
uc	$-1.61009.10^{-5}$	$1.61009.10^{-5}$	$-7.44827.10^{-6}$	$-7.44827.10^{-6}$
ct	0.0326277	-0.0326277	0.0150936	0.0150936
ut	-0.00061094	0.00061094	-0.000282621	-0.000282621
dd	-0.173985	-0.24175	-0.511769	-0.511769
ss	-0.173969	-0.241766	-0.511761	-0.511761
bb	-0.174494	-0.241241	-0.512004	-0.512004
ds	$1.84592.10^{-6}$	$-1.84592.10^{-6}$	$8.53924.10^{-7}$	$8.53924.10^{-7}$
sb	$-4.12702.10^{-6}$	$4.12702.10^{-6}$	$-1.90916.10^{-6}$	$-1.90916.10^{-6}$
db	$-3.04851.10^{-5}$	$3.04851.10^{-5}$	$-1.41024.10^{-5}$	$-1.41024.10^{-5}$
$\nu_e\nu_e$	0.	0.	1.2773	0.
$\nu_\mu\nu_\mu$	0.	0.	1.16964	0.
$\nu_\tau\nu_\tau$	0.	0.	1.27001	0.
$\nu_e\nu_\mu$	0.	0.	-0.0709425	0.
$\nu_\mu\nu_\tau$	0.	0.	-0.0779331	0.
$\nu_e\nu_\tau$	0.	0.	-0.0386944	0.
ee	-1.21279	-1.05533	-0.751487	-0.667912
$\mu\mu$	-1.15037	$2.90619.10^{-5}$	-0.716158	$-1.75918.10^{-6}$
$\tau\tau$	-0.100116	-0.000479402	-0.0538951	0.000214285
$e\mu$	-1.41226	-1.25688	-0.659211	-0.574673
$\mu\tau$	-1.34627	$-5.69219.10^{-6}$	-0.625537	$1.43181.10^{-5}$
$u\tau$	-0.100302	0.00046443	-0.0538094	-0.000222331

TAB. A.4: Valeur des charges pour le point B du modèle RSBM.

Point C

Quarks		
1 ^{ère} famille	2 ^{ème} famille	3 ^{ème} famille
$c_1^Q = 0.413$	$c_2^Q = 0.413$	$c_3^Q = 0.413$
$c_1^d = 0.703$	$c_2^d = 0.721$	$c_3^d = 0.608$
$c_1^u = 0.60$	$c_2^u = 0.60$	$c_3^u = -0.08$
Leptons		
1 ^{ère} famille	2 ^{ème} famille	3 ^{ème} famille
$c_1^L = 0.35$	$c_2^L = 0.35$	$c_3^L = 0.39$
$c_1^\ell = 0.728$	$c_2^\ell = 0.694$	$c_3^\ell = 0.636$
$c_1^\nu = 1.49$	$c_2^\nu = 1.49$	$c_3^\nu = 1.45$

TAB. A.5: Valeur des paramètres c_i pour le point C du modèle RSBM.

Point C

	$\gamma^{(1)}$		$Z^{(1)}$	
	Vecteur	Axial	Vecteur	Axial
uu	0.20531	0.339448	0.25154	0.25154
cc	0.206463	0.338295	0.252073	0.252073
tt	1.99637	-1.45161	1.08008	1.08008
uc	$-2.15832 \cdot 10^{-5}$	$2.15832 \cdot 10^{-5}$	$-9.9844 \cdot 10^{-6}$	$-9.9844 \cdot 10^{-6}$
ct	0.0454373	-0.0454373	0.0210193	0.0210193
ut	-0.000850772	0.000850772	-0.000393567	-0.000393567
dd	-0.102232	-0.170147	-0.329858	-0.329858
ss	-0.10223	-0.170149	-0.329857	-0.329857
bb	-0.102507	-0.169872	-0.329986	-0.329986
ds	$6.60996 \cdot 10^{-8}$	$-6.60996 \cdot 10^{-8}$	$3.05777 \cdot 10^{-8}$	$3.05777 \cdot 10^{-8}$
sb	$-1.20308 \cdot 10^{-6}$	$1.20308 \cdot 10^{-6}$	$-5.56544 \cdot 10^{-7}$	$-5.56544 \cdot 10^{-7}$
db	$-1.98642 \cdot 10^{-5}$	$1.98642 \cdot 10^{-5}$	$-9.18917 \cdot 10^{-6}$	$-9.18917 \cdot 10^{-6}$
$\nu_e \nu_e$	0.	0.	0.655352	0.
$\nu_\mu \nu_\mu$	0.	0.	0.624711	0.
$\nu_\tau \nu_\tau$	0.	0.	0.680561	0.
$\nu_e \nu_\mu$	0.	0.	-0.0759736	0.
$\nu_\mu \nu_\tau$	0.	0.	-0.0585833	0.
$\nu_e \nu_\tau$	0.	0.	-0.0479489	0.
ee	-0.615667	-0.475873	-0.432727	-0.357614
$\mu\mu$	-0.563634	$8.64512 \cdot 10^{-6}$	-0.4046	$3.49522 \cdot 10^{-6}$
$\tau\tau$	-0.0854123	$-3.76759 \cdot 10^{-5}$	-0.0459066	$1.28491 \cdot 10^{-5}$
$e\mu$	-0.819402	-0.679633	-0.338479	-0.263355
$\mu\tau$	-0.76704	$6.34378 \cdot 10^{-6}$	-0.310504	$4.55982 \cdot 10^{-6}$
$u\tau$	-0.0854245	$2.85164 \cdot 10^{-5}$	-0.045901	$-1.77715 \cdot 10^{-5}$

TAB. A.6: Valeur des charges pour le point C du modèle RSBM.

B

Couplages des Z' des modèles de GUT

Les Z' provenant de modèles de grande unification utilisé dans les analyses présentées dans cette thèse possèdent les mêmes couplages pour les différentes familles de fermion.

Les charges sont exprimés dans la convention de Pythia, c'est à dire normalisée au couplage du boson Z (voir 4.1.2).

Z'_{SSM}		
	Vecteur	Axial
uu	0.387	1.
dd	-0.693	-1.
ee	-0.08	-1.
$\nu\nu$	1.	1.

TAB. B.1: Valeur des charges du Z'_{SSM} .

Z'_ψ		
	Vecteur	Axial
uu	0.	0.506765
dd	0.	0.506765
ee	0.	0.506765
$\nu\nu$	0.253383	0.253383

TAB. B.2: Valeur des charges du Z'_ψ .

Z'_χ		
	Vecteur	Axial
uu	0.	0.392539
dd	0.785077	-0.392539
ee	-0.785077	-0.392539
$\nu\nu$	-0.588808	-0.588808

TAB. B.3: Valeur des charges du Z'_χ .

Z'_η		
	Vecteur	Axial
uu	0.	0.641012
dd	0.48076	0.160253
ee	-0.48076	0.160253
$\nu\nu$	-0.160253	-0.160253

TAB. B.4: Valeur des charges du Z'_η .

Z'_{LR}		
	Vecteur	Axial
uu	0.261591	-0.576353
dd	-0.891116	0.576353
ee	0.367934	0.576353
$\nu\nu$	0.472143	0.472143

TAB. B.5: Valeur des charges du Z'_{LR} .

Bibliographie

- [1] W. Pauli. *Relativistic field theories of elementary particles*. Rev. Mod. Phys., 13(3) :203–232, 1941.
- [2] H. Georgi. *Lie algebras in particle physics*. Westview Press, 2^{ème} édition 1999.
- [3] M. E. Peskin and D. V. Schroeder. *An introduction to quantum field theory*. Westview Press, 1995.
- [4] F. Halzen and A. D. Martin. *Quarks and leptons*. Wiley, 1984.
- [5] K. Kodama et al. *Observation of tau-neutrino interactions*. Phys. Lett., B504 :218–224, 2001.
- [6] W. M. Yao et al. *Review of particle physics*. J. Phys., G33 :1–1232, 2006.
- [7] S. L. Glashow. *Partial Symmetries of Weak Interactions*. Nucl. Phys., 22 :579–588, 1961.
- [8] A. Salam and J. C. Ward. *Electromagnetic and weak interactions*. Phys. Lett., 13 :168–171, 1964.
- [9] S. Weinberg. *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett., 19 :1264–1266, 1967.
- [10] F. Englert and R. Brout. *Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons*. Phys. Rev. Lett., 13(9) :321–323, 1964.
- [11] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, SLD Collaborations, the LEP Electroweak Working Group, the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups. *Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance*. Phys. Rept., 427 :257, 2006.
- [12] N. Cabibbo. *Unitary Symmetry and Leptonic Decays*. Phys. Rev. Lett., 10 :531–533, 1963.
- [13] M. Kobayashi and T. Maskawa. *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*. Prog. Theor. Phys., 49 :652–657, 1973.
- [14] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata. *Remarks on the unified model of elementary particles*. Prog. Theor. Phys., 28 :870, 1962.
- [15] B. Pontecorvo. *Neutrino experiments and the question of leptonic-charge conservation*. Sov. Phys. JETP, 26 :984–988, 1968.
- [16] Collaboration UA 1. *Recent results on intermediate vector boson properties at the CERN Super Proton Synchrotron collider*. Phys. Lett., B166 :484, 1986.

- [17] Collaboration UA 2. *Measurement of the standard model parameters from a study of W and Z bosons.* Phys. Lett., B186 :440, 1987.
- [18] Y. Fukuda et al. *Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos.* Phys. Rev. Lett., 81 :1562–1567, 1998.
- [19] V. V. Nesvizhevsky et al. *Quantum states of neutrons in the Earth’s gravitational field.* Nature, 415 :297–299, 2002.
- [20] F. Ledroit and G. Sajot. *Indirect limits on SUSY R_p violating couplings λ and λ' .* GDR-S-008, 1998.
- [21] Jogesh C. Pati and Abdus Salam. *Lepton Number as the Fourth Color.* Phys. Rev., D10 :275–289, 1974.
- [22] Haim Harari and Nathan Seiberg. *The Rishon model.* Nucl. Phys., B204 :141, 1982.
- [23] Sundance O. Bilson-Thompson. *A topological model of composite preons.* 2005.
- [24] T. Kaluza. Math. Phys., 966-972, 1921.
- [25] O. Klein. Z. Phys., 37 895-906, 1926.
- [26] C. Csaki, C. Grojean, H. Murayama, Luigi Pilo, and John Terning. *Gauge theories on an interval : Unitarity without a Higgs.* Phys. Rev., D69 :055006, 2004.
- [27] K. Agashe, A. Delgado, M. J. May, and R. Sundrum. *$RS1$, custodial isospin and precision tests.* JHEP, 08 :050, 2003.
- [28] C. Csaki, C. Grojean, L. Pilo, and J. Terning. *Towards a realistic model of Higgsless electroweak symmetry breaking.* Phys. Rev. Lett., 92 :101802, 2004.
- [29] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. R. Dvali. *The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter.* Phys. Lett., B429 :263–272, 1998.
- [30] K. R. Dienes, E. Dudas, and T. Gherghetta. *Extra spacetime dimensions and unification.* Phys. Lett., B436 :55–65, 1998.
- [31] K. R. Dienes, E. Dudas, and T. Gherghetta. *Grand unification at intermediate mass scales through extra dimensions.* Nucl. Phys., B537 :47–108, 1999.
- [32] L. Randall and R. Sundrum. *A large mass hierarchy from a small extra dimension.* Phys. Rev. Lett., 83 :3370–3373, 1999.
- [33] L. Randall and R. Sundrum. *An alternative to compactification.* Phys. Rev. Lett., 83 :4690–4693, 1999.
- [34] G. Moreau and J. I. Silva-Marcos. *Flavour physics of the RS model with KK masses reachable at LHC.* JHEP, 03 :090, 2006.
- [35] H. Georgi and S. L. Glashow. *Unity of All Elementary Particle Forces.* Phys. Rev. Lett., 32 :438–441, 1974.
- [36] Y. Hayato et al. *Search for proton decay through $p \rightarrow \text{anti-}\nu K^+$ in a large water Cherenkov detector.* Phys. Rev. Lett., 83 :1529–1533, 1999.

-
- [37] H. Fritzsch and P. Minkowski. *Unified Interactions of Leptons and Hadrons*. Ann. Phys., 93 :193–266, 1975.
 - [38] H. Georgi. *The State of the Art - Gauge Theories*. AIP Conf. Proc., 23 :575–582, 1975.
 - [39] J. L. Hewett and T. G. Rizzo. Phys. Rep., 183 :193, 1989.
 - [40] D. London and J. L. Rosner. *Extra gauge bosons in E6*. Phys. Rev. D, 34(5) :1530–1546, 1986.
 - [41] A. G. Cohen N. Arkani-Hamed and H. Georgi. *Twisted supersymmetry and the topology of theory space*. JHEP, 0207, 2002.
 - [42] H. Georgi E. Katz N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen and A.E. Nelson. *The Littlest Higgs*. JHEP, 0207 :034, 2002.
 - [43] E. Ros and D. Rousseau. *Little Higgs studies in Atlas*. ATLAS-PHYS-CONF, 007, 2006.
 - [44] P. Langacker. *The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons*. 2008.
 - [45] V. V. Nesvizhevsky, G. Pignol, and K. V. Protasov. *Neutron scattering and extra short range interactions*. Phys. Rev., D77 :034020, 2008.
 - [46] J. Rossbach and P. Schmuser. *Basic course on accelerator optics*. CERN 94-01 v1, 1993.
 - [47] Collaboration LHC. *LHC Design Report Volume I - Chapitre 3*. CERN.
 - [48] A. Bazzani, E. Todesco, G. Turchetti, and G. Servizi. *A normal form approach to the theory of nonlinear betatronic motion*. CERN 94-02, 1994.
 - [49] Collaboration LHC. *LHC Design Report Volume I - Chapitre 2*. CERN.
 - [50] M. S. Carena, A. Daleo, B. A. Dobrescu, and T. M. P. Tait. *Z' gauge bosons at the Tevatron*. Phys. Rev., D70 :093009, 2004.
 - [51] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Skands. *PYTHIA 6.4 physics and manual*. JHEP, 05 :026, 2006.
 - [52] M. Schäfer, F. Ledroit, and B. Trocmé. *Z' $\rightarrow e^+e^-$ studies in full simulation (DC1)*. Technical Report ATL-PHYS-PUB-2005-010. ATL-COM-PHYS-2005-026, CERN, Geneva, 2005.
 - [53] S. D. Drell and T.-M. Yan. *Massive Lepton Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High-Energies*. Phys. Rev. Lett., 25 :316–320, 1970.
 - [54] S. D. Drell and T.-M. Yan. *Partons and their applications at high energies*. Ann. Phys., 66 :578, 1971.
 - [55] J. D. Bjorken and E. A. Paschos. *Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon*. Phys. Rev., 185 :1975–1982, 1969.
 - [56] V. N. Gribov and L. N. Lipatov. *Deep inelastic e p scattering in perturbation theory*. Sov. J. Nucl. Phys., 15 :438–450, 1972.

- [57] G. Altarelli and G. Parisi. *Asymptotic Freedom in Parton Language*. Nucl. Phys., B126 :298, 1977.
- [58] Y. L. Dokshitzer. *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. (In Russian)*. Sov. Phys. JETP, 46 :641–653, 1977.
- [59] M. R. Whalley, D. Bourilkov, and R. C. Group. *The Les Houches Accord PDFs (LHAPDF) and Lhaglu*. 2005.
- [60] B. Fuks, M. Klasen, F. Ledroit, Q. Li, and J. Morel. *Precision predictions for Z' -production at the CERN LHC : QCD matrix elements, parton showers, and joint resummation*. Nucl. Phys., B797 :322–339, 2008.
- [61] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne. *Parton distributions incorporating QED contributions*. Eur. Phys. J., C39 :155–161, 2005.
- [62] C. Glosser, S. Jadach, B. F. L. Ward, and S. A. Yost. *QED and QCD threshold corrections at the LHC*. Mod. Phys. Lett., A19 :2113–2120, 2004.
- [63] C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and A. Vicini. *Precision electroweak calculation of the production of a high transverse-momentum lepton pair at hadron colliders*. JHEP, 10 :109, 2007.
- [64] U. Baur, O. Brein, W. Hollik, C. Schappacher, and D. Wackeroth. *Electroweak radiative corrections to neutral-current Drell-Yan processes at hadron colliders*. Phys. Rev., D65 :033007, 2002.
- [65] G. Altarelli, R. K. Ellis, and G. Martinelli. *Large Perturbative Corrections to the Drell-Yan Process in QCD*. Nucl. Phys., B157 :461, 1979.
- [66] R. Hamberg, W. L. van Neerven, and T. Matsuura. *A Complete calculation of the order α_s^2 correction to the Drell-Yan K factor*. Nucl. Phys., B359 :343–405, 1991.
- [67] C. Anastasiou, L. J. Dixon, K. Melnikov, and F. Petriello. *High-precision QCD at hadron colliders : Electroweak gauge boson rapidity distributions at NNLO*. Phys. Rev., D69 :094008, 2004.
- [68] G. Bozzi, B. Fuks, and M. Klasen. *Joint resummation for slepton pair production at hadron colliders*. Nucl. Phys., B794 :46–60, 2008.
- [69] G. Bozzi, S. Catani, D. de Florian, and Massimiliano Grazzini. *Transverse-momentum resummation and the spectrum of the Higgs boson at the LHC*. Nucl. Phys., B737 :73–120, 2006.
- [70] V. V. Sudakov. *Vertex parts at very high-energies in quantum electrodynamics*. Sov. Phys. JETP, 3 :65–71, 1956.
- [71] S. Catani, F. Krauss, R. Kuhn, and B. R. Webber. *QCD matrix elements + parton showers*. JHEP, 11 :063, 2001.

- [72] S. Frixione and B. R. Webber. *Matching NLO QCD computations and parton shower simulations*. JHEP, 06 :029, 2002.
- [73] S. Frixione, P. Nason, and B. R. Webber. *Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production*. JHEP, 08 :007, 2003.
- [74] G. Corcella et al. *HERWIG 6.5 release note*. 2002.
- [75] F. Ledroit, G. Moreau, and J. Morel. *Probing RS scenarios of flavour at LHC via leptonic channels*. JHEP, 09 :071, 2007.
- [76] Michael Dittmar, Anne-Sylvie Nicollerat, and Abdelhak Djouadi. *Z' studies at the LHC : An update*. Phys. Lett., B583 :111–120, 2004.
- [77] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. JINST, 3 :S08003, 2008.
- [78] ATLAS Computing Group. *ATLAS Computing TDR*. ATLAS TDR-017, CERN-LHCC-2005-022, 2005.
- [79] M. Dobbs and J.B. Hansen. *The HepMC C++ Monte Carlo event record for High Energy Physics*. Comput. Phys. Commun., 134 :41–46, 2001.
- [80] John Allison et al. *Geant4 developments and applications*. IEEE Trans. Nucl. Sci., 53 :270, 2006.
- [81] M. Asai. *Geant4-a simulation toolkit*. Trans. Amer. Nucl. Soc., 95 :757, 2006.
- [82] Collaboration ATLAS. *Physics performance studies and strategy of the Electron and Photon Trigger Selection*. CSC-note CERN-OPEN-2008-020, 2008.
- [83] Collaboration ATLAS. *Dilepton Resonances at High Mass*. CSC-note CERN-OPEN-2008-020, 2008.
- [84] Collaboration ATLAS. *Reconstruction and identification of electrons*. CSC-note CERN-OPEN-2008-020, 2008.
- [85] F. Ledroit, J. Morel, and B. Trocmé. *Z' at LHC*. LHC ATL-PHYS-PUB-2006-024 publié dans *Tevatron-for-LHC Report : Preparations for Discoveries*, 2006.
- [86] G. Azuelos and G. Polesello. *Prospects for the detection of Kaluza-Klein excitations of gauge bosons in the ATLAS detector at the LHC*. Eur. Phys. J., C39S2 :1–11, 2005.
- [87] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul, and J. C. Lassalle. *GEANT : simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual*. CERN-DD-78-2-REV.
- [88] S. I. Bityukov and N. V. Krasnikov. *On the observability of a signal above background*. Nucl. Instrum. Meth., A452 :518–524, 2000.
- [89] O. Skeggestad A. G. Frodesen and H. Tfte. *Probability and Statistics in Particle Physics*. Universitetsforlaget, 1979.
- [90] F. E. James M. Roos W. T. Eadie, D. Drijard and B. Sadoulet. *Statistical Methods in Experimental Physics*. North-Holland, 1971.

- [91] Maurice G. Kendall and Alan Stuart. *The Advanced Theory of Statistics. Vol. 2.* Charles Griffen and Company Limited, London, 2nd ed., 1967.
- [92] A. L. Read. *Modified Frequentist Analysis of Search Results (The CLs Method).* CERN Yellow report CERN-2000-005 p81, 2000.
- [93] H. Hu and J. Nielsen. *Analytic Confidence Level Calculations using the Likelihood Ratio and Fourier Transform.* arXiv :physics/9906010v1.
- [94] A. L. Read. *Optimal Statistical Analysis of Search Results based on the Likelihood Ratio and its Application to the Search for the MSM Higgs Boson at $\sqrt{s} = 161$ and 172 GeV.* DELPHI note 97-158 PHYS 737, 1997.

Resumé

Cette thèse s'intéresse à la recherche et à l'identification de nouveaux bosons neutres qui décroissent en deux électrons dans le détecteur ATLAS. Le Large Hadron Collider du Cern sera capable de produire des collisions de partons à une énergie correspond au seuil de production de Z' prédis dans un grand nombre de modèles théoriques. Cette particule pourrait alors être observée par le détecteur ATLAS. L'étude d'un Z' se décompose en deux parties, la mise en évidence d'une nouvelle résonance puis l'identification du type de particule et de la théorie sous-jacente.

Si la découverte se fait en recherchant une déviation entre les prédictions du modèle standard et les données expérimentales, il est indispensable de s'intéresser à la phénoménologie du Z' pour contraindre les modèles théoriques. Ainsi, afin d'estimer le potentiel de découverte d'un Z' à ATLAS, la distribution en masse invariante diélectron a été étudiée pour différents modèles spécifiques de dimensions supplémentaires ou des modèles de grande unification. Pour conduire ces analyses, une paramétrisation qui rend compte de la forme du spectre indépendamment du modèle théorique a été développée. Les potentiels de découverte de Z' de grande unification ainsi obtenus ont été officiellement approuvés par la collaboration ATLAS et publiés.

Au delà de ce travail d'estimation des potentiels de découverte, une analyse basée sur le spectre en rapidité a également été effectuée. Elle a permis de quantifier l'intérêt de cette observable pour la discrimination des modèles théoriques prédisant de nouvelles résonances de spin 1.

Abstract

This thesis covers the search and identification of new neutrals gauge bosons decaying into an electron pair with the ATLAS detector. The Large Hadron Collider at Cern will produce partons collisions with very high center of mass energy and may produce Z' predicted by many theories beyond the standard model. Such a resonance should be detected by the ATLAS experiment. Z' studies will be done in two part : searching for a new resonance and identifying the new particle properties and the underlying theory.

If the discovery part will consist in looking for a deviation between standard model prediction and experimental data, the underlying theory can only be probed by studying the Z' phenomenology. Thus, in order to estimate the ATLAS discovery potential, the dielectron invariant mass spectrum was studied for several models with extra-dimensions or coming from grand unified theories. To perform these studies, a model independent parametrization of the dielectron invariant mass shape has been developed. The discovery potentials computed with this method have been officially approved by the ATLAS collaboration and published.

In addition to the estimation of the discovery potential, a study based on the Z' rapidity spectrum has been conducted in order to demonstrate the interest of this observable in the discrimination of the different theoretical models predicting new spin 1 resonances.